



THESE

présentée à l'École Polytechnique
pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
ET DE L'UNIVERSITÀ DI MILANO-BICOCCA**

Spécialité : Physique des Plasmas

par
EMERIC HENRY

**Équation d'état et métallisation de l'eau
comprimée par choc laser**

soutenue publiquement le 7 novembre 2003

devant le Jury composé de :

M. Roberto BINI	Rapporteur
M. Dimitri BATANI	
M. Peter CELLIERS	
M. Michel KOENIG	
M. Paul LOUBEYRE	Rapporteur
M. Sandro SCANDOLO	Président



THESE

présentée à l'École Polytechnique
pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
ET DE L'UNIVERSITÀ DI MILANO-BICOCCA**

Spécialité : Physique des Plasmas

par
EMERIC HENRY

**Équation d'état et métallisation de l'eau
comprimée par choc laser**

soutenue publiquement le 7 novembre 2003

devant le Jury composé de :

M. Roberto BINI	Rapporteur
M. Dimitri BATANI	
M. Peter CELLIERS	
M. Michel KOENIG	
M. Paul LOUBEYRE	Rapporteur
M. Sandro SCANDOLO	Président

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	ix
Constantes physiques	xi
1. Introduction	1
2. Généralités	7
2.1 Contexte astrophysique	8
2.1.1 L'eau dans l'univers	8
2.1.2 Uranus et Neptune	8
2.2 Données antérieures	12
2.2.1 Modèles théoriques et simulations	12
2.2.1.1 Les tables SESAME	12
2.2.1.2 Simulations <i>ab initio</i>	13
2.2.2 Données expérimentales	15
2.2.2.1 Diagramme de phase de l'eau à basse pression	15
2.2.2.2 Polaire de choc à haute pression	15
2.3 Généralités sur les équations d'état	18
2.3.1 Définition	18
2.3.2 Cohérence thermodynamique	18
2.3.3 Classification des plasmas	19
2.3.3.1 Couplage ionique	20
2.3.3.2 Dégénérescence quantique	21
2.4 Méthodes expérimentales de compression de la matière	24
2.4.1 Compression statique : les cellules à diamant	24
2.4.2 Compression dynamique	25
2.4.2.1 Explosions chimiques	25
2.4.2.2 Canons à gaz	26
2.4.2.3 striction-Z (Z-pinch)	26
2.4.2.4 Explosions nucléaires	26
2.4.2.5 Lasers de puissance	27
2.4.3 Comparaison des méthodes de compression	28
2.4.4 Exploration du diagramme de phase	30
2.5 Généralités sur les ondes de choc	33
2.5.1 Acoustique linéaire	33

2.5.1.1	Perturbation du profil de pression d'un fluide non vis- queux	33
2.5.1.2	Équation de propagation	33
2.5.1.3	Ondes linéaires	34
2.5.1.4	Retour sur les hypothèses	34
2.5.2	Formation d'une onde de choc	34
2.5.2.1	Acoustique non-linéaire	35
2.5.2.2	Les courbes caractéristiques et les invariants de Riemann	35
2.5.2.3	Solution : les ondes simples	36
2.5.2.4	Déformation d'une onde simple et apparition de dis- continuités : exemple du gaz parfait	36
2.5.3	Les équations de conservation : les lois d'Hugoniot-Rankine . . .	37
2.5.3.1	Conservation de la masse	39
2.5.3.2	Conservation de l'impulsion	39
2.5.3.3	Conservation de l'énergie	40
2.5.4	Les courbes d'Hugoniot	40
2.5.4.1	Courbes d'Hugoniot dans le cas du gaz parfait	40
2.5.4.2	Variation d'entropie dans le cas du gaz parfait	42
2.5.4.3	Température de choc dans le cas du gaz parfait	42
2.5.4.4	Vitesse de choc et vitesse fluide dans le cas du gaz parfait	43
2.5.4.5	Généralisation à une équation d'état quelconque : va- riation d'entropie	44
2.5.5	Relation empirique entre la vitesses de choc et la vitesse fluide .	46
2.5.6	Équation d'état et courbes d'Hugoniot	48
2.5.7	Ondes de raréfaction	52
2.5.7.1	Cas du gaz parfait	52
2.5.7.2	Cas général	53
2.5.7.3	Application à notre cas particulier	53
2.6	Mesures d'équation d'état avec des ondes de choc	56
2.6.1	Mesures absolues	56
2.6.1.1	Radiographie transverse	56
2.6.1.2	Diagnostics VISAR et cibles solides avec marche	56
2.6.2	Mesures relatives : la désadaptation d'impédance	56
2.7	Générer une onde de choc avec un laser	60
2.7.1	Principe	60
2.7.2	Absorption et conversion de l'énergie laser	60
2.7.2.1	Absorption résonnante	61
2.7.2.2	Absorption collisionnelle	61
2.7.3	Absorption de l'énergie par un matériau léger ($Z < 10$)	62
2.7.4	Absorption de l'énergie par un matériau lourd ($Z \geq 10$)	63
2.7.5	Formation de l'onde de choc	64
2.7.6	Critères de qualité	64
2.7.6.1	Lissage optique	64
2.7.6.2	Stationnarité du choc	66

2.7.6.3	Problèmes liés au préchauffage	67
2.7.6.4	Utilisation des simulations numériques	70
3.	Dispositif et diagnostics expérimentaux	73
3.1	Chambre d'interaction	74
3.2	Caractéristiques des lasers	75
3.2.1	Phébus	75
3.2.2	LULI	76
3.2.3	Vulcan	79
3.3	Cibles	83
3.3.1	Les premières cibles d'eau utilisées sur Phébus	83
3.3.2	Cibles d'eau suivantes	84
3.3.2.1	Angle de la fenêtre de saphir	84
3.3.2.2	Plan de focalisation apparent	85
3.3.3	Cibles d'eau précomprimées	86
3.4	Mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium	89
3.4.1	Principe	89
3.4.2	Correction de la non-stationnarité	89
3.4.2.1	Dépendance temporelle de la vitesse du choc dans l'aluminium	89
3.4.2.2	Hypothèses et approximations pour obtenir la correction au premier ordre	90
3.4.2.3	Erreur commise dans l'évaluation au premier ordre de la correction	91
3.4.3	Mesure expérimentale	93
3.5	Diagnostics interférométriques VISARS	94
3.5.1	Principe des VISARS	94
3.5.1.1	L'interféromètre de Mach-Zehnder	94
3.5.1.2	Le VISAR	95
3.5.2	Calcul de l'interférogramme – formule des VISARS	97
3.5.2.1	Interférences lorsque la surface réfléchissante est immobile	97
3.5.2.2	Interférences lorsque la surface réfléchissante est en mouvement	97
3.5.2.3	Retard introduit par l'étalon	98
3.5.2.4	Calcul de l'intensité lumineuse à la sortie de l'interféromètre	99
3.5.2.5	Cas où la vitesse varie instantanément de 0 à V	102
3.5.3	Cas où la vitesse varie lentement	104
3.5.4	Effets des coefficients de réflexion	104
3.5.4.1	Cas d'un métal dont la conductivité change	104
3.5.4.2	Cas de la métallisation de l'eau	105
3.5.5	Différents cas de figure – nature de la surface réfléchissante	106
3.5.5.1	Métal - vide	107

3.5.5.2	Métal - (n_0) - vide	108
3.5.5.3	Métal - (n) - (n_0) - vide	108
3.5.6	Intérêt d'utiliser deux longueurs d'onde différentes	109
3.5.7	Analyse des interférogrammes	110
3.6	Diagnostics d'émission propre et mesure de température	115
3.6.1	Rappels sur la mesure de température	115
3.6.1.1	Différents cas de figure en face arrière de la cible	115
3.6.1.2	Corps noirs et corps gris	115
3.6.1.3	Méthodes de mesures expérimentales de la température	117
3.6.1.4	Contraintes des différentes méthodes	119
3.6.2	Diagnostic d'émission propre	120
3.6.3	Calibration du système de relais d'image	122
3.6.3.1	Lentilles cylindriques	122
3.6.3.2	Spectre de transmission des composants optiques	123
3.6.3.3	Transmission globale du système de relais d'image	125
3.6.4	Calibration de la caméra à balayage de fente	130
3.6.4.1	Calibration avec un laser pulsé	132
3.6.5	Mesure d'une température de corps noir	136
3.6.5.1	Du profil temporel mesuré au profil temporel de température	137
3.6.6	Correction de l'émissivité	137
3.6.7	Estimation de la température	139
4.	Résultats expérimentaux : équation d'état et réflectivité	141
4.1	Analyse des résultats expérimentaux dans le plan P- ρ	142
4.1.1	Résultats de Phébus	142
4.1.2	Résultats du LULI	146
4.1.2.1	Vitesse de choc dans l'aluminium	146
4.1.2.2	Vitesse de choc dans l'eau	147
4.1.2.3	Désadaptation d'impédance	148
4.1.3	Résultats de Vulcan	152
4.2	Ensemble des résultats pour l'Hugoniot principale	154
4.2.1	Erreur expérimentale	156
4.3	Analyse des cibles d'eau précomprimée	158
4.4	Analyse des mesures de température	160
4.4.1	Température le long de l'Hugoniot principale	160
4.4.2	Température le long de l'Hugoniot précomprimée	164
4.5	Propriétés optiques de l'eau comprimée	165
4.6	Mesure de la réflectivité de l'eau comprimée	167
4.6.0.1	Réflectivité à 532 nm	167
4.6.1	Réflectivité à 1064 nm	168
4.6.2	Réflectivité de l'eau précomprimée	169
4.7	Conclusions expérimentales	170

5. Estimation de la conductivité électrique	171
5.1 De quoi dépend la réflectivité	172
5.1.1 Propagation du champ dans le milieu - relation de dispersion	172
5.1.2 Constante diélectrique complexe et conductivité complexe	175
5.1.3 Réflexion à l'interface eau comprimée - eau froide	176
5.1.3.1 Comportement diélectrique	177
5.1.3.2 Comportement métallique	177
5.2 Comment évaluer la partie réelle de l'indice optique ?	180
5.2.1 Cadre théorique	180
5.2.1.1 Relations de Kramers-Kronig	180
5.2.2 Modèles pour l'indice optique en fonction de la densité	182
5.2.2.1 Modèle de Lorentz-Lorenz	182
5.2.2.2 Oscillateurs de Lorentz	183
5.2.2.3 Modèle de Drude	184
5.2.2.4 Relations empiriques	184
5.2.3 Données expérimentales	185
5.2.3.1 Données expérimentales à pression et température ambiantes	185
5.2.3.2 Données obtenues pour l'eau et la vapeur à faible densité et température modérée	188
5.2.3.3 Données obtenues par compression statique à température ambiante	191
5.2.3.4 Données expérimentales obtenues par compression dynamique sur l'Hugoniot principale	191
5.2.3.5 Méthode de mesure de l'indice optique avec les expériences laser	193
5.2.3.6 Synthèse des différents résultats	195
5.3 Mesure de la conductivité électrique	199
5.3.1 Mesures expérimentales	199
5.3.1.1 Quand l'eau est absorbante	199
5.3.1.2 Quand l'eau est réfléchissante	199
5.4 Résultats pour la conductivité électrique	202
5.5 Densité électronique	204
5.5.1 Le modèle de Drude - Sommerfeld	204
5.5.1.1 Analyse stochastique	204
5.5.1.2 Analyse dynamique	205
5.5.2 Évaluation du temps de collision	206
5.5.2.1 Libre parcours moyen d'un électron	207
5.5.2.2 Vitesse des électrons	208
5.5.3 Modèle de semi-conducteur	208
5.5.3.1 Hypothèse que les électrons sont partiellement dégénérés	210
5.5.3.2 Hypothèse que les électrons sont non dégénérés	210
5.5.3.3 Hypothèse que les électrons sont fortement dégénérés	212

5.5.3.4	Utilisation des mesures de conductivité avec les deux hypothèses simples	213
6.	Conclusions et perspectives	223
	Conclusions et perspectives	223
6.1	Conclusions	224
6.2	Perspectives	224
6.2.1	Poursuite de l'exploration du diagramme de phase	225
6.2.2	Amélioration des diagnostics	225
6.2.3	Application des méthodes à d'autres matériaux	225
6.2.4	Problèmes mal clarifiés	226
	Annexe	227
	A. Calcul d'un angle solide	228
	B. Relations approchées	230
B.0.5	Relations approchées donnant l'état thermodynamique de l'eau à partir des vitesses de choc dans l'aluminium et l'eau	231
B.0.6	Application : calcul des barres d'erreur	233
	Bibliographie	241

Équation d'état et métallisation de l'eau comprimée par choc laser

Nous présentons des mesures expérimentales de l'équation d'état de l'eau à des pressions de l'ordre de quelques mégabars. La métallisation de l'eau est attendue à environ 1 mégabar le long de l'Hugoniot principale [26].

Nous avons réalisé des mesures de pression, densité et température au moyen de diagnostics interférométriques VISARS et d'un diagnostic d'émission propre. D'autre part nous avons développé une méthode expérimentale qui consiste à précomprimer l'échantillon au moyen d'une cellule à enclume de diamant. Les états thermodynamiques ainsi obtenus sont proches des isentropes planétaires d'Uranus et Neptune. Enfin, nous avons réalisé des mesures de réflectivité, à partir desquelles nous avons pu estimer la conductivité électronique de l'eau sous choc et étudier la transition d'un diélectrique vers un métal.

Equation of state and metallisation of laser-driven shock compressed water

We present experimental measurements of the equation of state of water at pressures of a few megabars. Metallisation of water is expected to occur at about 1 megabar along the main Hugoniot curve [26].

We measured pressure, density and temperature with VISARS interferometric diagnostics and a self-emission diagnostic. Furthermore, we developed an experimental technique consisting in precompressing the water sample using a diamond anvil cell. The thermodynamical states that we can reach with this method are closer to the planetary isentropic curves of Uranus and Neptune.

Finally, we measured the reflectivity of shocked water, which enabled us to estimate its electrical conductivity, and study the transition from an insulator to a metallic fluid.

Equazione di stato e metallizzazione dell'acqua compressa da un'onda d'urto laser

Presentiamo in questa tesi delle misure sperimentali dell'equazione di stato dell'acqua a pressioni dell'ordine di qualche megabar. La metallizzazione dell'acqua è aspettata ad una pressione di circa 1 megabar lungo la curva d'Hugoniot principale [26].

Abbiamo realizzato delle misure di pressione, densità e temperatura usando dei diagnostici interférometrici VISARS ed un diagnostico di emissione propria. D'altra parte abbiamo sviluppato un metodo sperimentale che consiste nel precomprimere il campione usando una cellula a diamante. Gli stati termodinamici raggiungibili con questo metodo sono vicini a quelli delle curve isentropiche che descrivono l'interno dei pianeti Urano e Nettuno.

In fine, abbiamo misurato la riflettività dell'acqua compressa, premettendoci di valutarne la conducibilità elettrica e di studiare in che modo avviene la transizione da un dielettrico verso un fluido metallico.

Remerciements

Je remercie les directeurs du LULI, successivement M. Migus et M. Amiranoff, qui m'ont accueilli dans leur laboratoire et permis de mener à bien mes travaux de thèse.

Je remercie également les membres du Jury : MM. les rapporteurs Roberto Bini et Paul Loubeyre, qui ont bien voulu lire et critiquer mon manuscrit. Je remercie chaleureusement les autres membres du Jury, M. Sandro Scandolo et M. Peter Celliers de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail.

Mes remerciements les plus vifs vont à mes deux co-directeurs de thèse, MM. Michel Koenig et Dimitri Batani. J'ai beaucoup appris à leur contact et ai pu profiter pleinement de leur grande expérience. Sans oublier que leurs qualités humaines ont toujours permis que l'ambiance de travail fût excellente.

Je remercie aussi Alessandra Benuzzi-Mounaix, qui a su seconder Michel dans mon encadrement, avec sa grande gentillesse. Nicolas Grandjouan m'a initié patiemment à l'univers parallèle des simulations numériques et Bernard Faral qui nous a quittés trop tôt m'a prodigué de nombreux conseils judicieux.

Mes collègues thésards, post-docs ou stagiaires ont ma gratitude également, pour leur amitié et leur sympathie : Anna Antonici, Gaël Huser, Sébastien Le Pape, Emmanuele Martinolli, Francesca Scianitti, Bartolomeo Telaro, Micaela Tomasini et Tommaso Vinci.

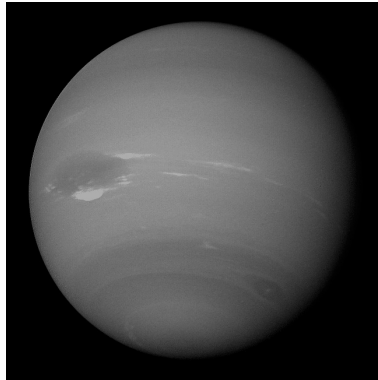
Les expériences au LULI n'auraient pas été possibles sans les compétences de Marc Rabec Le Gloahec et Bruno Marchet, ni les équipes techniques de Jean-Michel Boudenne, Alain Michard et Philippe Moreau, toujours disposés à nous aider à résoudre nos problèmes.

Je remercie tout particulièrement mes parents dont le soutien a beaucoup compté pour moi.

CONSTANTES PHYSIQUES

Charge élémentaire	e	$=$	$1,602176462(63) \cdot 10^{-19}$	C
Constante de Boltzmann	k	$=$	$1,380\,6503(24) \cdot 10^{-23}$	J.K ⁻¹
Constante de Planck	h	$=$	$6,626\,068\,76(52) \cdot 10^{-34}$	J.s
	\hbar	$=$	$1,054\,571\,596(82) \cdot 10^{-34}$	J.s
Masse de l'électron	m_e	$=$	$9,109\,381\,88(72) \cdot 10^{-31}$	kg
Permittivité du vide	ε_0	$=$	$8,854\,187\,817... \cdot 10^{-12}$	F.m ⁻¹
Température en eV	1 eV	$=$	$1,160\,4506(20) \cdot 10^4$	K
Vitesse de la lumière	c	$=$	299 792 458	m.s ⁻¹
Nombre d'Avogadro	\mathcal{N}	$=$	$6,02214199 \cdot 10^{23}$	mole ⁻¹

1. INTRODUCTION



La planète Neptune : son manteau est composé pour moitié d'eau.

Pourquoi s'intéresse-t-on à l'eau à très hautes pressions ?

L'essor important de la physique des hautes pressions durant ces 20 dernières années est intimement lié aux nombreux progrès techniques réalisés, grâce auxquels de nombreux domaines de la physique ont pu utiliser les résultats obtenus. Ainsi, les géophysiciens, les astrophysiciens et les scientifiques s'occupant de fusion par confinement inertiel (FCI) ont tous eu besoin de connaître quantitativement le comportement des matériaux à hautes pressions et températures (équation d'état, propriétés radiatives et de transport, etc...)

Dès lors qu'on veut modéliser un objet astrophysique, on a besoin de connaître l'équation d'état de ses constituants pour fermer le système d'équations de l'hydrodynamique.

Par exemple en géophysique, la connaissance de l'équation d'état et des propriétés du fer [5] est fondamentale pour la modélisation du noyau terrestre [91]. En astrophysique, l'élément le plus important est sans conteste l'hydrogène, dont la connaissance est par conséquent essentielle pour décrire une grande variété de phénomènes : formation des étoiles, structure de Jupiter [43, 85]. Mais de nombreux autres éléments entrent dans la composition des objets astrophysiques, ainsi le manteau d'Uranus et de Neptune contiennent de l'eau, du méthane et de l'ammoniac, et plus généralement le processus de nucléosynthèse au cours de la vie d'une étoile, ainsi que l'explosion d'une supernova fait intervenir tous les atomes de l'hydrogène au fer.

Lorsqu'on veut connaître l'équation d'état d'un matériau à des pressions élevées, il est nécessaire de réussir à le comprimer avant de pouvoir mesurer pression, densité et température.

Comment comprimer la matière ?

Les deux stratégies pour comprimer la matière sont la compression statique (cellules à diamant), et la compression dynamique (propagation d'une onde de choc dans le matériau).

Les méthodes statiques présentent l'avantage que l'échantillon est disponible le temps nécessaire à la réalisation de mesures variées. Si elles ont connu des améliorations techniques, le domaine de pression qu'elles permettent d'investiguer demeure toutefois limité. En particulier, le régime d'intérêt astrophysique, c'est-à-dire des pressions de l'ordre de plusieurs mégabars, n'est pas encore à leur portée.

Les méthodes dynamiques permettent en revanche d'accéder à des pressions bien plus grandes, en particulier les pressions rencontrées en astrophysique. Parmi ces méthodes, la compression obtenue par l'explosion d'une charge nucléaire est la plus efficace en absolu, avec des pressions de quelques gigabars [93]. Le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaire a définitivement mis fin en 1996 à cette méthode de compression. La seule alternative est depuis la génération d'une onde de choc au moyen d'un laser de puissance, qui permet d'accéder à des pressions de plusieurs centaines de mégabars [25]. Cet outil de compression n'est devenu fiable qu'après de nombreux travaux visant à améliorer la précision des mesures [57].

L'astrophysique en laboratoire

Le développement des lasers de puissance a ouvert la voie à un domaine nouveau de la physique, qui consiste à recréer en laboratoire les conditions thermodynamiques et les phénomènes physiques que l'on rencontre dans les objets astrophysiques.

On voit donc qu'il y a deux types de problème différents : soit on recrée directement les conditions thermodynamiques que l'on rencontre en astrophysique, et on mesure alors l'équation d'état et les propriétés de transport comme la conductivité électrique, thermique, l'opacité... Les différentes grandeurs mesurées servent alors ultérieurement dans les modélisations d'objets astrophysiques.

Soit alors on essaie de faire une «maquette», c'est-à-dire qu'on va recréer à notre échelle un phénomène astrophysique comme par exemple l'explosion d'une supernova. Il faut alors se donner les lois d'échelle qui permettent d'étendre les mesures effectuées à petite échelle aux objets astrophysiques réels.

On recrée les conditions des objets stellaires

On a déjà discuté de l'importance des équations d'état. En particulier celle de l'hydrogène qui fait l'objet d'une célèbre controverse (cf. fig. 1.1) : les mesures réalisées par choc laser [32] contredisent le modèle théorique des tables SESAME [92], qui est largement utilisé pour l'équation d'état de différents matériaux.

On recrée un objet astrophysique miniature

L'étude des instabilités de Rayleigh-Taylor permet de comprendre un phénomène astrophysique comme l'explosion d'une supernova de type II. On peut créer ces instabilités en laboratoire, à une échelle plus petite [19]. L'échelle spatiale des phénomènes astrophysiques est typiquement de l'ordre du million de kilomètres, et l'évolution temporelle a lieu sur des durées de l'ordre de l'année. En laboratoire en revanche, les

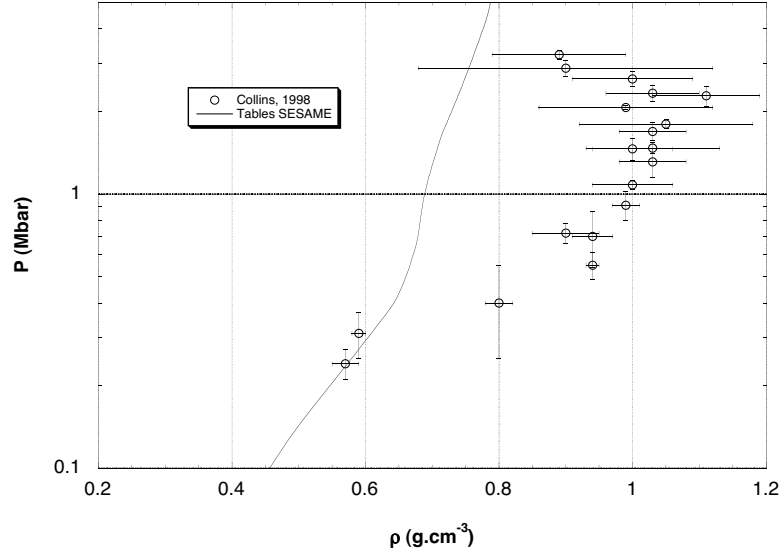


Fig. 1.1: Résultats expérimentaux et modèle théorique de l'équation d'état de l'hydrogène

échelles sont de l'ordre de la centaine de microns et de la nanoseconde. L'écart entre les ordres de grandeur est de l'ordre de 10^{13} - 10^{15} ; il est donc nécessaire de se donner les lois permettant de passer d'une échelle à l'autre.

Avec les lois d'échelle adéquates, on peut déduire des expériences les informations physiques, à la fois qualitatives et quantitatives, sur ce qui se passe à l'échelle des objets stellaires [84]. En particulier, il faut changer d'échelle non seulement en espace et en temps, mais aussi en densité et en pression. Les équations hydrodynamiques s'écrivent alors sous une forme telle qu'elles décrivent l'évolution du système aussi bien à grande qu'à petite échelle ; si on recrée les bonnes conditions initiales, alors l'évolution des systèmes est en tout point similaire.

Récemment de nouvelles expériences [54, 55, 56, 63, 64] ont été réalisées avec des lasers de puissance, qui se proposent d'étudier la propagation d'un choc radiatif, c'est-à-dire de recréer en laboratoire un phénomène astrophysique que l'on rencontre lors de l'explosion d'une supernova. Dans ce cas particulier, la loi d'échelle est donnée dans l'article de Serge Bouquet et al [22]. Les premières expériences utilisant des lasers de puissance sont très récentes, et font l'objet du travail de thèse de Tommaso Vinci au laboratoire LULI.

Le travail exposé dans cette thèse s'inscrit dans le cadre général de l'astrophysique en laboratoire. Il en constitue un aspect restreint, l'étude du comportement des matériaux astrophysiques à hautes pressions. Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à un matériau spécifique, l'eau. Nous en avons mesuré expérimentalement l'équation d'état dans le domaine de pressions et de densités rencontrées à l'intérieur des planètes géantes Uranus et Neptune.

État des connaissances avant la thèse

L'équation d'état de l'eau a été déterminée expérimentalement jusqu'à des pressions de l'ordre de 1 mégabar [71]. Les soviétiques avaient de leur côté déterminé un point expérimental au moyen d'une explosion nucléaire souterraine, à une pression de 14 mégabar.

Le régime d'intérêt astrophysique n'avait donc pas été exploré expérimentalement, et seules des simulations numériques [26] étaient disponibles. Ces dernières prédisaient en particulier la métallisation de l'eau pour des pressions supérieures au mégabar.

Objectif du travail de thèse

Ce travail de thèse s'inscrit donc de manière assez naturelle dans la continuité de travaux antérieurs, et constitue l'application d'une technique de compression récente à un matériau particulièrement intéressant, l'eau.

L'objectif principal de cette thèse était d'obtenir des données expérimentales pour l'équation d'état de l'eau dans le régime d'intérêt astrophysique. En particulier, on cherchait à mettre en évidence expérimentalement la métallisation de l'eau prédite par les simulations, et à étudier la transition d'un liquide diélectrique vers un liquide conducteur.

Les principales grandeurs que l'on cherche à mesurer sont la pression et la densité, mais aussi la température. Cette dernière grandeur est importante car on ne peut pas la déduire directement des autres, et elle est souvent mal estimée par les modèles théoriques.

On a dû pour cela chercher à mesurer d'autres propriétés que les seules grandeurs thermodynamiques : la conductivité électrique, l'indice optique et l'absorption, qui sont trois grandeurs intimement liées et qui permettent de mieux comprendre la transition vers un métal.

Enfin, une technique expérimentale innovante a été utilisée dans cette thèse, qui consiste à coupler les méthodes statiques et dynamiques de compression pour avoir des conditions initiales du matériau différentes. Ceci permet d'explorer d'autres régions du diagramme de phase, et en particulier des zones proches des conditions rencontrées à l'intérieur des planètes.

Plan de la thèse

Cette thèse comporte quatre chapitres : un chapitre de généralités, une description du dispositif expérimental, la présentation des résultats pour l'équation d'état, et la discussion des propriétés liées à la conductivité électrique.

Le premier chapitre de généralités détaille le contexte astrophysique de l'étude de l'eau, les résultats antérieurs à cette thèse et les méthodes expérimentales de compression de la matière. On explique en particulier comment on peut mesurer l'équation d'état d'un matériau en le comprimant. Les différentes méthodes de compression sont

détaillées, et on montre quel domaine de l'espace des phases chacune permet d'explorer. On s'intéresse bien sûr plus en détail à la méthode utilisée dans cette thèse, c'est-à-dire les ondes de choc générées par laser.

Le deuxième chapitre présente les dispositifs expérimentaux utilisés dans les différentes campagnes d'expérience, c'est-à-dire les cibles et les diagnostics. En particulier, on présente un diagnostic interférométrique dont l'utilisation est récente, les VISARS, qui mesurent la vitesse du choc. On présente également le diagnostic de mesure de température, qui est un diagnostic délicat à mettre en oeuvre.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux de l'équation d'état. On y discute les mesures obtenues de pression, densité et température, d'abord pour les cibles d'eau normales, puis pour les cibles d'eau précomprimées, qui constituent une technique innovante d'exploration du diagramme de phase.

Le quatrième chapitre enfin discute des mesures de conductivité électrique et d'indice optique. Après la présentation du cadre théorique, on y expose les données existantes, pour permettre au lecteur de resituer le problème. Les mesures expérimentales qui ont pu être effectuées durant nos campagnes d'expérience sont présentées et discutées dans le cadre d'un modèle simple, le modèle de Drude, qui permet de décrire d'une manière convenable la transition d'un isolant vers un métal.

2. GÉNÉRALITÉS

Objectif: Ce chapitre de généralités se propose de présenter le contexte de l'étude de l'équation d'état de l'eau, et de présenter les données expérimentales antérieures à ce travail de thèse. Ensuite, on passera en revue les méthodes de compression de la matière, pour confronter la méthode de génération d'une onde de choc par laser (qui est la méthode utilisée dans ce travail de thèse) aux autres méthodes de compression, et voir quelles régions du diagramme de phase sont accessibles par les différentes méthodes. On expliquera ce que sont les ondes de choc, et comment on peut utiliser les équations de conservation pour mesurer une équation d'état. Enfin, on détaillera le processus de génération d'une onde de choc avec un laser de puissance, et les critères de qualité requis.

2.1 Contexte astrophysique

Objectif: Présenter l'intérêt de connaître l'équation d'état de l'eau dans le domaine du mégabar.

2.1.1 L'eau dans l'univers

L'eau est un élément important dans beaucoup d'environnements astrophysiques, y compris les objets stellaires jeunes, les étoiles vieilles, les nébuleuses planétaires, les nuages moléculaires denses, les zones de choc inter et circumstellaires. On la trouve aussi dans des objets du système solaire comme les comètes, les planètes et les satellites.

L'état thermodynamique sous lequel on la trouve le plus fréquemment serait l'état solide amorphe, à des températures inférieures à 140°K.

Mais sa présence dans les nuages protostellaires est importante, puisque au cours de l'évolution de ce nuage, elle va être présente dans les objets stellaires jeunes et dans leurs disques circumstellaires, et finalement dans les planètes.

Toutefois, ce que l'on vient de dire concerne des domaines où la pression est relativement faible. La connaissance de l'équation d'état de l'eau à des pressions de l'ordre du mégabar est importante principalement pour la description de la structure interne de certains objets astrophysiques, en particulier les planètes géantes Uranus et Neptune.

2.1.2 Uranus et Neptune

Les profils de densité des planètes Uranus et Neptune (fig. 2.1 et fig. 2.2) suggèrent que ces deux planètes comportent un noyau composé de roches, une atmosphère de H_2 gazeux, et un manteau formé de glaces dites «glaces chaudes», dont la composition chimique est : eau, hydrocarbures et méthane dans les proportions solaires, c'est-à-dire 56% d'eau, 36% de CH_4 et 8% de NH_3 [50, 51].

Le long de l'isentrope planétaire, la pression varie de 0,2 à 6 Mbar, et la température de 2.000 à 7.000 K, soit de 0,15 à 0,6 eV [49].

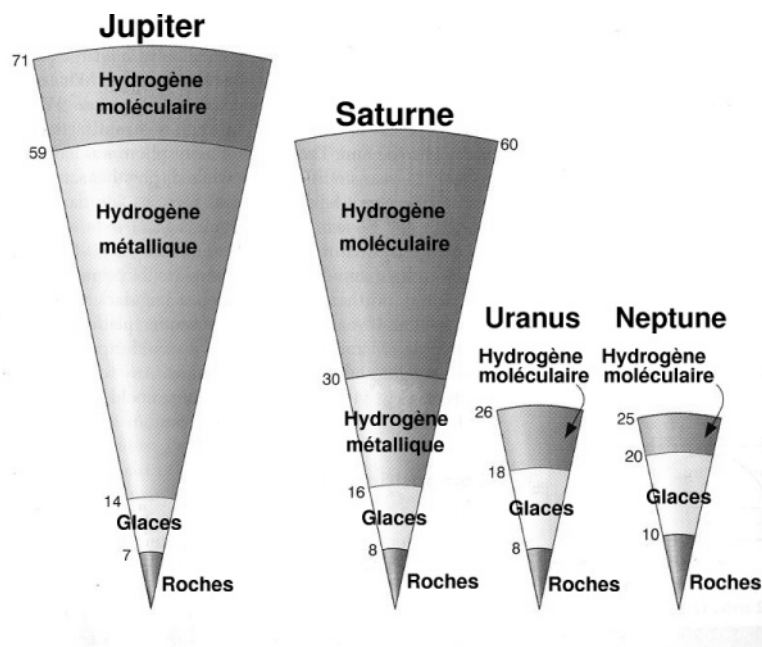


Fig. 2.1: Intérieur des planètes géantes : Jupiter et Saturne ont un manteau composé principalement d'hydrogène, alors que celui d'Uranus et de Neptune est composé de «glaces chaudes». Les dimensions sont indiquées en milliers de kilomètres.

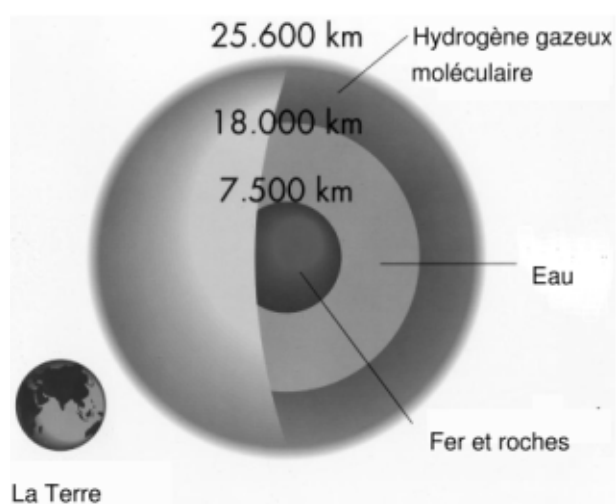


Fig. 2.2: Intérieur d'Uranus : le noyau, dont la dimension est comparable à la Terre, est composé de fer et de roches, et le manteau est formé de glaces chaudes.

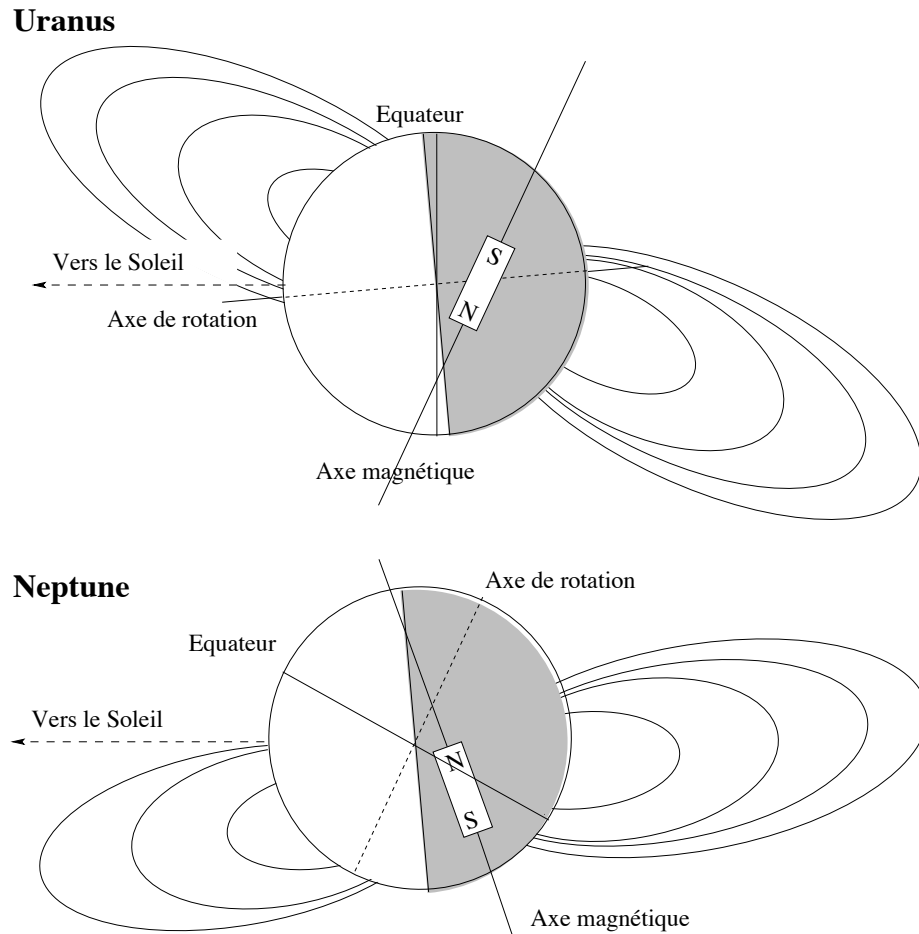


Fig. 2.3: Champ magnétique d'Uranus et Neptune : l'axe magnétique est fortement incliné par rapport à l'axe de rotation, et ne passe pas par le centre de la planète.

Récemment, le champ magnétique autour de ces deux planètes a été mesuré par la sonde Voyager 2 [75, 76]. Les relevés ont établi que

- l'axe magnétique est incliné par rapport à l'axe de rotation, mais surtout il ne passe pas par le centre de la planète (cf. fig. 2.3).
- le champ magnétique est intense, de l'ordre du champ magnétique terrestre, à la même échelle. En effet, si on approxime le champ par un dipôle, le moment dipolaire vaut

$$M \simeq gR^3$$

où R est le rayon de la planète. Les mesures donnent alors

Planète	g (Gauss)
Terre	0,3
Uranus	0,23
Neptune	0,133

La théorie généralement retenue pour expliquer ce champ magnétique généré par effet dynamo se base sur la modélisation de Busse [23], où la planète comporte un «noyau» conducteur de rayon R_c . C'est le mouvement de convection du fluide conducteur, de l'intérieur vers l'extérieur, qui génère le champ magnétique. Dans le cadre de cette modélisation, celui-ci est donné par

$$M \propto \rho^{1/2} \omega R_c^4, \quad (2.1)$$

où ω est la fréquence de rotation, et ρ la densité.

Lorsqu'on explicite la distribution de courant électrique dans le cadre de ce modèle, on peut évaluer la valeur minimale que doit avoir la conductivité électrique. Celle-ci est telle que la dissipation d'énergie par effet Joule est équilibrée par les sources internes d'énergie. Le système est alors en équilibre énergétique. Une valeur plus grande de conductivité est bien sûr permise : l'effet Joule étant dès lors moins intense, l'énergie s'évacue par d'autres processus dissipatifs. En revanche, une valeur plus faible de conductivité conduit à une dissipation par effet Joule supérieure au flux interne d'énergie, et le mécanisme de dynamo ne peut pas se maintenir.

Le modèle qui rend le mieux compte des observations expérimentales pour les planètes Uranus et Neptune est celui où le fluide conducteur est celui des couches inférieures du manteau [33, 75, 76, 77]. Une estimation de la conductivité minimale qui explique le champ magnétique donne une valeur de

$$\sigma_{\min} \sim 200 \, \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}. \quad (2.2)$$

À titre de comparaison, la conductivité du cuivre est de $5,9 \cdot 10^5$ et celle de l'aluminium $3,7 \cdot 10^5 \, \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Une valeur de $200 \, \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ est donc relativement élevée, sans être toutefois comparable à celle d'un métal bon conducteur.

La description correcte de l'intérieur de ces planètes requiert donc de connaître à la fois l'équation d'état de l'eau, et la conductivité électrique.

L'équation d'état relie pression, densité et température le long d'une courbe isentropique, qui va décrire l'état thermodynamique de l'eau dans le manteau. Ceci permet d'adapter les modèles de profil de densité, et la position des frontières entre les couches du manteau, et entre le manteau et le noyau.

La connaissance de la conductivité électrique en fonction de la pression permet alors de choisir les paramètres d'un modèle dynamo pour le faire correspondre aux observations.

Résumé: L'eau est un important constituant du manteau des planètes géantes Uranus et Neptune. Le champ magnétique de ces planètes, tel que mesuré par la sonde Voyager 2, serait généré par effet dynamo dans le manteau. On a donc besoin de connaître l'équation d'état et la conductivité de l'eau dans le régime de pression du manteau, c'est à dire quelques mégabars.

2.2 Données antérieures

Objectif: On présente le diagramme de phase de l'eau tel qu'il est connu à ce jour, ainsi que les différentes données expérimentales et théoriques concernant l'eau à haute pression.

2.2.1 Modèles théoriques et simulations

Dans un premier temps, on s'intéresse aux modèles théoriques existant. Ceux-ci sont de deux types :

- des modèles phénoménologiques, qui se basent sur la connaissance *a priori* de l'état thermodynamique de la matière pour en décrire le comportement, et notamment l'équation d'état. C'est la même démarche que celle par laquelle on obtient l'équation d'état des gaz parfaits : on sait que le matériau est un gaz formé de particules qui n'interagissent pas, et on en déduit la relation connue entre pression, température et volume : $PV = nRT$. On sait que cette relation cesse d'être vraie lorsque la description physique d'un gaz de particules sans interaction n'est plus valable. En décrivant la matière de manière un peu plus réaliste, on dérive des modèles plus complexes, dont le domaine de validité est également le domaine où la description physique initiale est valable.
- l'autre démarche est de partir des principes de la mécanique quantique : si on sait écrire correctement l'hamiltonien, et si on se donne un état initial du système, alors on peut résoudre le problème au moins numériquement. Le système converge vers l'état de plus basse énergie, d'autant plus rapidement que la condition initiale choisie est raisonnable. On dit que l'on fait une simulation *ab initio*, c'est-à-dire en partant de principes de base de la physique. L'évolution temporelle du système dans la simulation numérique (une fois l'équilibre atteint) donnera alors accès à des grandeurs statistiques comme la pression, la densité et la température.

2.2.1.1 Les tables SESAME

Les tables SESAME [92] sont un recueil d'équations d'état de matériaux spécifiques, développé au Los Alamos National Laboratory. Les équations d'état sont obtenues par des modèles différents, suivant l'état dans le diagramme de phase. La contribution des électrons et des ions est séparée, et les modèles utilisés pour chacune de ces contributions est :

- pour les électrons, le modèle de Thomas-Fermi-Dirac (TFD).
- pour les ions, le modèle de Grüneisen à des densités supérieures à la densité solide, ou le modèle du gaz parfait à des densités inférieures, ou bien encore d'autres modèles plus spécifiques pour certains matériaux.

Les modèles utilisés diffèrent en fonction du matériau, ainsi qu'en fonction du domaine de l'espace des phases. C'est surtout pour le traitement de la contribution ionique que l'on a recours à des modèles différents, les électrons étant traités presque

partout dans le cadre du modèle de TFD. Les données expérimentales existantes pour les différents matériaux sont intégrées à ces modèles, en contraignant les paramètres numériques.

On notera que le fait d'utiliser des modèles distincts dans des domaines différents de l'espace de phase peut conduire à des incohérences thermodynamiques à la transition entre les domaines. Ainsi, des identités thermodynamiques reliant par exemple les dérivées de grandeurs, et déduites des principes de la thermodynamique, peuvent ne plus être vérifiées.

Les tables SESAME peuvent être utilisées de manière fiable dans les domaines de pression et de température où les données expérimentales sont nombreuses, car les modèles utilisés sont ajustés aux données. En revanche, leur extrapolation aux autres domaines peut être vue comme une prédiction théorique, qui nécessite d'être confrontée à l'expérience. Pour l'hydrogène par exemple, les expériences conduites par G. Collins et al. [32] ont montré un écart important entre la prédiction des tables SESAME et les mesures expérimentales dans le domaine du mégabar (cf. aussi la figure 1.1).

Toutefois pour de nombreux matériaux, les expériences ont confirmé les prédictions numériques des tables SESAME, avec des divergences de l'ordre de quelques pourcent. C'est le cas par exemple de l'or [18].

Résumé: Les tables SESAME sont des modèles théoriques fiables donnant l'équation d'état de divers matériaux. Il faut cependant les confronter à l'expérience.

2.2.1.2 Simulations *ab initio*

Simulations *ab initio*: Simulations numériques utilisant les principes de la mécanique quantique (description des électrons en terme de fonctions d'onde).

La difficulté de ces simulations consiste principalement à bien écrire l'hamiltonien. Le coût numérique d'une simulation est rapidement très élevé : il faut d'une part inclure suffisamment de particules dans la simulation pour prétendre reproduire de manière réaliste un échantillon de matière, et d'autre part dès que la température du système est élevée, il faut discrétiser très finement les fonctions d'onde.

Sur la figure 2.4, on a représenté le diagramme de phase de l'eau tel qu'obtenu par les simulations *ab initio* de Cavazzoni [26]. La courbe isentropique décrivant l'intérieur de Neptune, c'est-à-dire l'ensemble des états thermodynamiques sous lesquels on rencontre l'eau dans le manteau de la planète, est également représentée. On voit que le long de cette courbe, la température est très inférieure à celle le long de la polaire de choc (Hugoniot).

- Ce diagramme n'a pas la prétention d'être précis, et ce pour les raisons suivantes :
- pour donner des résultats numériques précis, ces simulations ont un coût algorithmique très élevé. Un nombre restreint d'états thermodynamiques a été simulé, avec des valeurs discrètes de pression et de température. Puis, de l'observation du comportement des particules dans la simulation, Cavazzoni en a déduit les

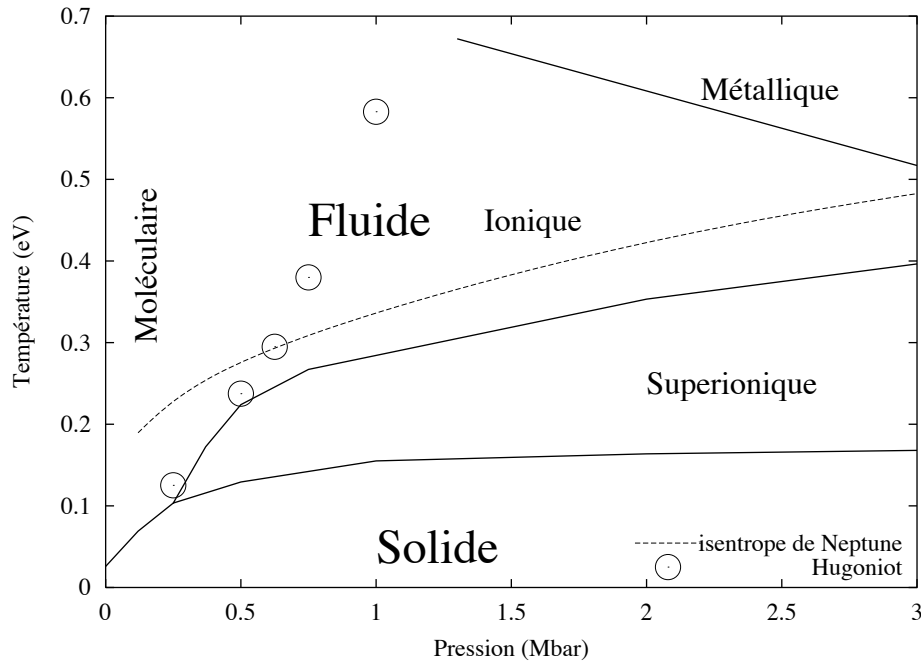


Fig. 2.4: Diagramme de phase de l'eau à haute pression d'après Cavazzoni [26].

caractéristiques physiques de l'état (fluide ou solide, ionique ou moléculaire, fermeture ou non de la bande interdite). Les frontières entre les phases ne sont donc pas précises.

- Le calcul aux températures élevées pose des problèmes : pour tenir compte de l'énergie élevée des électrons (qui sont traités quantiquement), il faut les représenter par un grand nombre de fonctions d'onde, ce qui augmente très rapidement le coût algorithmique. Si au contraire on conserve un petit nombre de fonctions d'onde, on pourra effectuer le calcul, mais avec une erreur plus grande.

Cependant, les conséquences physiques de ces simulations sont importantes :

1. Cavazzoni prédit l'existence d'une phase super-ionique, où les molécules sont ionisées par effet de pression : les ions OH^- conservent un arrangement cristallin, et les protons sont des porteurs de charges libres.
2. la fermeture de la bande interdite (*gap* en anglais) est prévue à 1 Mbar aux alentours de 0,7 eV, et à 3Mbar aux alentours de 0,5 eV.

Cette dernière prédiction a pour conséquence que la métallisation devrait se produire le long de l'Hugoniot dès que la pression est supérieure à 1 Mbar, comme on le voit sur la figure 2.4.

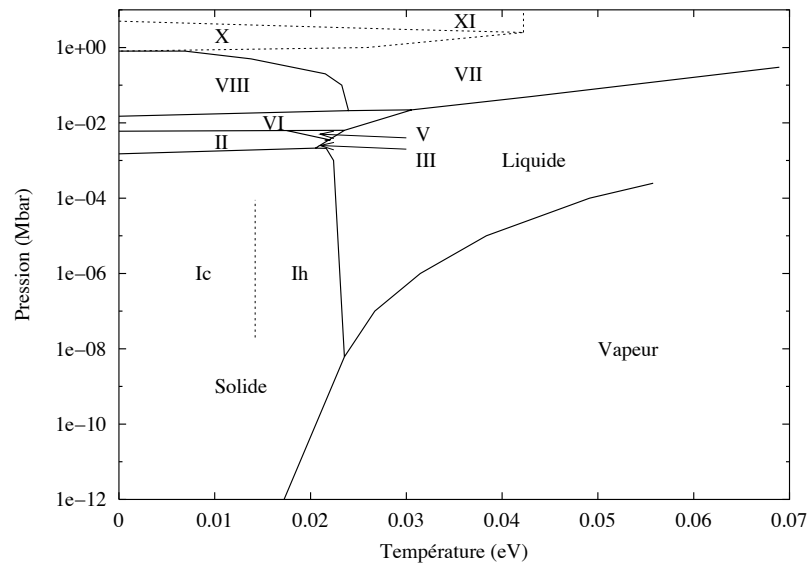


Fig. 2.5: Diagramme de phase de l'eau à basse pression et basse température

2.2.2 Données expérimentales

Objectif: On présente ici l'ensemble des données expérimentales antérieures à ce travail de thèse pour l'équation d'état de l'eau. On y discute brièvement le diagramme de phase à basse pression, puis les données obtenues à haute pression.

2.2.2.1 Diagramme de phase de l'eau à basse pression

On a représenté sur la figure 2.5 le diagramme de phase de l'eau à basse pression et basse température. On a reporté les principales phases solides stables, à savoir les glaces Ic et Ih, II, III, V, VI, VII et VIII, qui sont décrites dans le tableau 2.1.

2.2.2.2 Polaire de choc à haute pression

Polaire de choc, ou courbe d'Hugoniot: Une des transformations thermodynamiques possibles, contrainte par des lois de conservation (cf. section 2.5.4 page 40). En particulier, la température atteinte le long d'une polaire de choc est très élevée.

En anticipant sur la définition d'une polaire de choc (section 2.5.4 page 40) on a représenté sur la figure 2.6 les points expérimentaux obtenus sur cette courbe. Les données de Mitchell et Nellis [69, 71] ont été obtenues en comprimant l'eau avec un canon à gaz. Les valeurs de pression obtenues vont de quelques GPa à 100 GPa, soit jusqu'à environ 1 mégabar.

Glace	Cristal	Protons	Commentaires
Ih	Hexagonal	désordonnés	Glacé «de tous les jours».
Ic	Cubique	désordonnés	
II	Rhomboédrique	ordonnés	
III	Tétragonal	désordonnés	
IV	Rhomboédrique	désordonnés	<i>métastable</i> \rightarrow V
V	Monoclinique	désordonnés	
VI	Tétragonal	désordonnés	
VII	Cubique	désordonnés	
VIII	Tétragonal	ordonnés	forme basse température de VII
IX	Tétragonal	ordonnés	forme basse température de III
X	Cubique	symétriques	comme la VII, avec symétrie des protons
XI	Orthorhombique	ordonnés	forme basse température de Ih
XI	<i>Hexagonal</i>	<i>symétriques</i>	<i>prédite par les simulations</i> [17]
XII	Tétragonal	désordonnés	<i>métastable</i> \rightarrow V

Tab. 2.1: Description des phases solides de l'eau

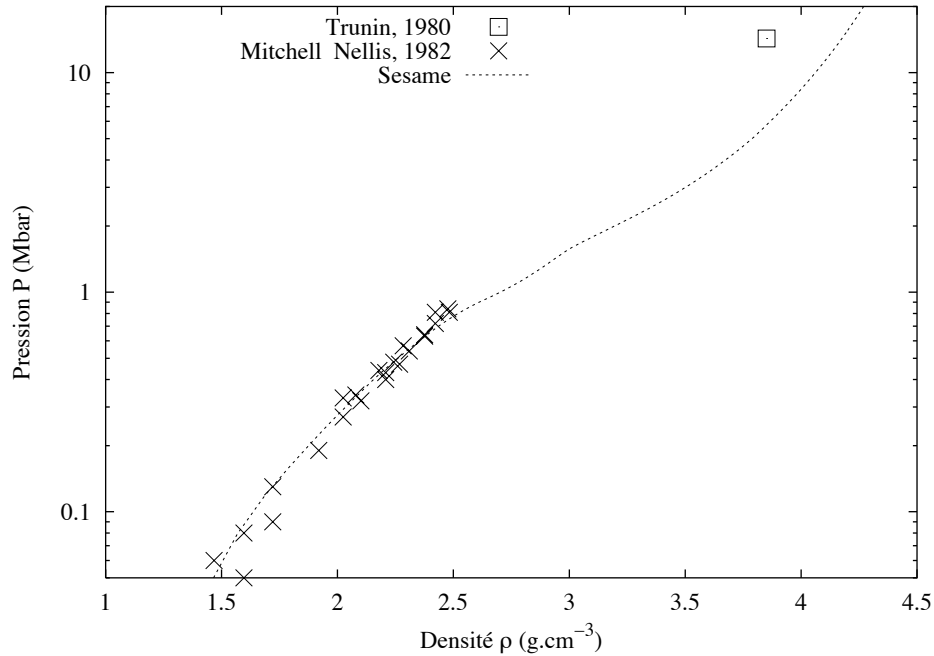


Fig. 2.6: Polaire de choc de l'eau : données expérimentales antérieures à nos expériences. On a tracé les points expérimentaux de Mitchell et Nellis, qui vont jusqu'à 1 Mbar, et celui de Trunin à 14 Mbar, ainsi que les calculs théoriques donnés par les tables SESAME.

Le point expérimental de Trunin [3, 7, 93], à la pression de 14 mégabars, a été déterminé en comprimant un échantillon lors d'une explosion nucléaire souterraine. Notons que ce résultat a été obtenu par les soviétiques en 1980, et publié en 1994. Ce point expérimental est éloigné des calculs théoriques donnés par les tables SESAME.

On observe un manque important de données expérimentales pour les pressions intermédiaires, c'est-à-dire entre 1 et 14 mégabar. Or, c'est justement ce domaine de pression que l'on rencontre à l'intérieur des planètes.

Résumé: Les données expérimentales antérieures à ce travail de thèse sont pratiquement inexistantes dans le régime d'intérêt astrophysique. Un travail de simulation numérique existe pour des pressions jusque 3 mégabar et des températures jusque 7.000 K, qui prédit la métallisation de l'eau.

2.3 Généralités sur les équations d'état

2.3.1 Définition

L'énergie libre F d'un système à l'équilibre thermodynamique est une fonction de la densité ρ et de la température T , qui vérifie les identités suivantes :

$$F = E - T.S \quad (2.3)$$

$$dF = \frac{P}{\rho^2} d\rho - S.dT, \quad (2.4)$$

où E est l'énergie interne du système, S son entropie et P sa pression. L'équation 2.4 traduit que la pression et l'entropie se déduisent des dérivées partielles de F :

$$P = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_T \quad (2.5)$$

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_\rho. \quad (2.6)$$

L'équation 2.3 peut alors s'écrire

$$\begin{aligned} E &= F + TS \\ &= F - T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_\rho \\ &= -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T} \right)_\rho, \end{aligned} \quad (2.7)$$

c'est-à-dire que l'énergie est une fonction uniquement de ρ et T .

La relation 2.5 signifie également que la pression P est une certaine fonction de ρ et T . En d'autres termes, si on connaît l'énergie libre $F(\rho, T)$, on peut écrire une relation entre trois au choix des quatre grandeurs P, ρ, T, E . Cette relation s'appelle l'équation d'état.

Réciproquement, si on se donne l'équation d'état sous la forme $E = f(\rho, T)$ alors on peut intégrer la relation 2.7 pour obtenir l'énergie libre du système.

En conclusion, écrire l'énergie libre d'un système est complètement équivalent à en écrire l'équation d'état.

2.3.2 Cohérence thermodynamique

Lorsqu'on construit un modèle d'équation d'état, on dit qu'il est thermodynamiquement cohérent s'il vérifie l'identité mathématique

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \rho \partial T} \right) = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial \rho} \right),$$

c'est-à-dire en utilisant les équations 2.5 et 2.6

$$\frac{\partial}{\partial \rho} [-S] = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{P}{\rho^2} \right].$$

L'entropie est donnée par la relation 2.3, et on obtient

$$-\frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{E - F}{T} \right] = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)$$

$$P - \rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho. \quad (2.8)$$

En général, on écrit la relation de cohérence thermodynamique sous cette forme, car elle fait intervenir les grandeurs thermodynamiques avec lesquelles on est habitué à travailler.

2.3.3 Classification des plasmas

Dans le domaine de température et de densité de nos expériences, la matière se présente en général sous la forme d'un plasma, c'est-à-dire que les électrons ont été arrachés aux atomes. Le système est alors composé d'électrons libres dont la densité numérique est n_e , et de différents ions de densité n_α et de charge q_α . Par exemple pour un plasma d'aluminium, on peut avoir des ions Al^+ , Al^{++} , etc... Les ions ont un degré d'ionisation variable; on définit le degré moyen d'ionisation Z^* comme étant la moyenne des charges portées par les ions, pondérées par les densités :

$$Z^* n_i = \sum_\alpha \frac{q_\alpha}{e} n_\alpha, \quad (2.9)$$

avec n_i la densité de l'ensemble des espèces ioniques :

$$n_i = \sum_\alpha n_\alpha. \quad (2.10)$$

En utilisant la neutralité électrique du plasma dans son ensemble, on écrit que

$$\sum_\alpha q_\alpha n_\alpha = n_e e = Z^* n_i e, \quad (2.11)$$

qui traduit que les charges portées par les ions et par les électrons s'annulent.

Les ions sont généralement modélisés par des sphères chargées de rayon R_i , appelé rayon de la sphère ionique ou rayon de Wigner-Zeitz. On imagine alors que l'espace est «pavé» de ces sphères, de sorte que si on a N_i ions occupant un volume V :

$$V = N_i \frac{4}{3} \pi R_i^3$$

$$R_i = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3}. \quad (2.12)$$

Une fois ces définitions posées, nous discutons de manière qualitative le comportement d'un plasma.

2.3.3.1 Couplage ionique

Les ions forment donc un gaz de particules chargées, qui interagissent. On cherche à savoir dans quelle mesure cette interaction est importante. Pour cela, on compare l'énergie thermique à l'énergie d'interaction coulombienne entre deux ions.

L'énergie cinétique, ou thermique, d'un ion est donnée à un facteur numérique près par

$$E_T \sim kT.$$

L'énergie coulombienne d'interaction entre deux ions α et β vaut

$$E_C = \frac{q_\alpha q_\beta}{4\pi\epsilon_0 d_{\alpha\beta}}.$$

On moyenne sur les espèces ioniques, en pondérant par leur densité respective, pour obtenir l'énergie d'interaction coulombienne moyenne :

$$\bar{E}_C = \frac{(Z^*e)^2}{4\pi\epsilon_0 d_i}, \quad (2.13)$$

où d_i est la distance moyenne entre deux ions. Pour évaluer cette distance, on peut prendre $n_i^{-1/3}$ ou $2R_i$, ces deux quantités différant d'une valeur numérique proche de l'unité.

On définit alors de facteur de couplage Γ par le rapport de ces deux énergies :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{(Z^*e)^2 n_i^{1/3}}{4\pi\epsilon_0 kT}, \\ &= 1,44 Z^{*2} \frac{[n_i(10^{21} \text{ cm}^{-3})]^{1/3}}{T(\text{eV})} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Par exemple, le facteur de couplage au centre du Soleil est de 0,04 [8].

2.3.3.1.1 Plasma classique Lorsque $\Gamma \ll 1$, les interactions coulombiennes sont peu importantes, et les ions sont bien décrits par la théorie de Debye-Hückel [35, p. 436], qui développe l'équation d'état d'un gaz parfait au premier ordre en Γ .

En calculant le potentiel coulombien autour d'une particule de charge q , on obtient

$$\psi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/l_D},$$

où l_D est la longueur de Debye associée aux ions et aux électrons libres, et est donnée par

$$\frac{1}{l_D^2} = \sum_{\alpha,e} \frac{q_\alpha^2 n_\alpha}{\epsilon_0 kT},$$

où l'indice α se rapporte aux espèces ioniques, et e aux électrons. La longueur l_D est la distance sur laquelle le potentiel électrique vu par un ion est écranté par les autres espèces.

Si on suppose que dans le plasma on rencontre majoritairement une espèce d'ions, alors on peut approximer la somme des charges au carré par le carré de la somme des charges (statistiquement, cela revient à dire que la variable aléatoire q_α est de variance nulle) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{l_D^2} &\simeq \frac{(\sum_\alpha q_\alpha n_\alpha)^2}{\epsilon_0 kT \sum_\alpha n_\alpha} + \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k} \\ &= \frac{e^2 (Z^{*2} n_i + n_e)}{\epsilon_0 kT} \\ &\simeq \frac{\Gamma}{R_i^2} \end{aligned}$$

Le facteur de couplage Γ s'interprète alors physiquement comme le rapport entre la longueur d'écrantage l_d et la distance entre les ions. Dire que $\Gamma \ll 1$ revient à dire que les ions sont espacés entre eux de plusieurs longueurs d'écrantage. Si au contraire $\Gamma \geq 1$, les ions sont séparés par une distance inférieure à la longueur de Debye, et le calcul précédent n'est plus valable.

Il est immédiat de calculer, dans le cadre de l'approximation précédente, la valeur moyenne de l'énergie d'interaction coulombienne :

$$\bar{E}_C = \frac{-V kT}{8\pi l_D^3}.$$

En intégrant la relation 2.7 on en déduit l'énergie libre, et finalement la pression grâce à la relation 2.5 :

$$P_i = kT \left(n_i - \frac{1}{24\pi l_D^3} \right),$$

c'est-à-dire l'équation d'état d'un gaz parfait corrigée par les effets de charge au premier ordre.

2.3.3.1.2 Plasma fortement couplé Lorsqu'au contraire $\Gamma \gg 1$, la densité est tellement élevée que les niveaux liés des ions se superposent. Il se forme alors des bandes de conduction que les électrons libres vont occuper.

Dans ce domaine de densités, on peut traiter le problème par des méthodes de physique du solide.

2.3.3.2 Dégénérescence quantique

En général on traite les ions classiquement, ce qui est valable tant que la température est supérieure à la température de Bose, en dessous de laquelle peut se produire une condensation de Bose-Einstein. Numériquement, pour des atomes de poids atomique A , la température de Bose est donnée en degrés Kelvin par

$$T_B(K) = 2,67 \frac{[n_i(10^{21} \text{ cm}^{-3})]^{2/3}}{A},$$

et les températures de notre domaine d'étude sont toujours largement supérieures.

Les électrons étant en revanche plus légers que les ions d'un facteur typiquement 10^4 , la température de Fermi qui leur est associée sera plus élevée que la température de Bose, du même facteur. La température de Fermi des électrons est donnée par

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2km_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3} \quad (2.15)$$

$$T_F(\text{eV}) = 0,365 \left[n_e (10^{21} \text{ cm}^{-3}) \right]^{2/3}$$

Au-dessus de la température de Fermi, la statistique des électrons se réduit à celle de Maxwell-Boltzmann ; le gaz de fermions se comporte alors comme un gaz parfait classique.

En dessous de la température de Fermi, on a un gaz de fermions dont la statistique est celle de Fermi-Dirac.

Lorsqu'on comprime la matière par une onde de choc laser, on la porte à une température qui est de l'ordre de quelques eV. La densité électronique peut être évaluée grossièrement en disant qu'on ionise presque complètement la matière ($Z^* = Z$), et qu'on comprime d'un facteur de quelques unités. Dans ces conditions, la densité électronique va de quelques 10^{23} à 10^{24} cm^{-3} .

La figure 2.7 représente la classification des plasmas telle que déterminée précédemment. Pour tracer la courbe correspondant à $\Gamma = 1$, on a utilisé $Z^* = 13$, ce qui est le cas d'un plasma d'aluminium complètement ionisé. La zone grisée correspond aux plasmas générés par compression laser. Ceux-ci sont des plasmas fortement couplés et partiellement dégénérés.

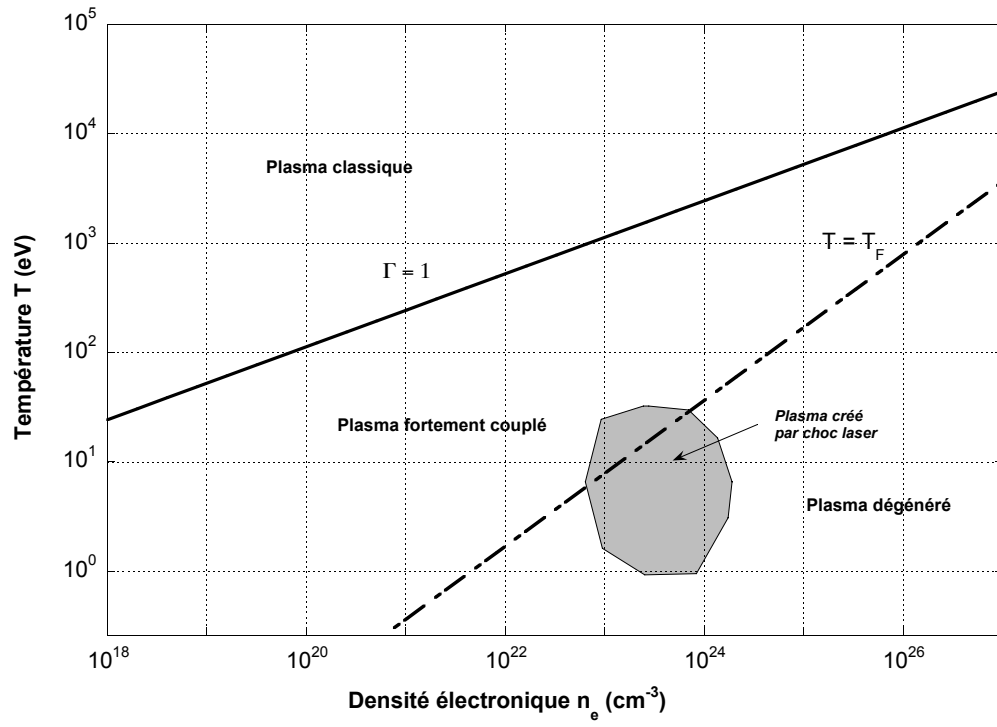


Fig. 2.7: Classification des plasmas : la zone grisée correspond aux plasmas générés par choc laser.

2.4 Méthodes expérimentales de compression de la matière

Objectif: On présente les méthodes expérimentales de compression de la matière, afin de les situer les une par rapport aux autres en terme de domaines accessibles de l'espace des phases.

Il existe plusieurs méthodes pour comprimer un matériau, utilisant deux approches différentes : la méthode statique, où le matériau est au repos, et la méthode dynamique, où le matériau est mis en mouvement par une onde de choc.

2.4.1 Compression statique : les cellules à diamant

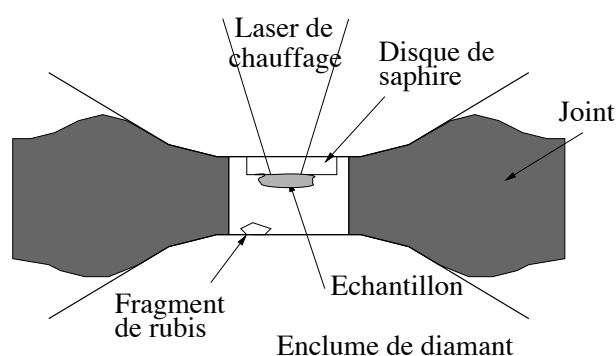


Fig. 2.8: Cellule à diamant : le matériau est comprimé par deux enclumes, refermées par un joint. Le fragment de rubis sert de jauge à pression.

On a représenté sur la figure 2.8 une cellule à diamant (cellule à enclume de diamant, CED ; diamond anvil cell, DAC en anglais) : deux enclumes de diamant refermées par un joint (*gasket*) compriment l'échantillon. L'extension spatiale typique du diamant est de $100\text{ }\mu\text{m}$, de sorte qu'en appliquant une force de 10 kN , la pression exercée par le diamant est de 1 Mbar , ou 100 GPa .

Le fragment de rubis permet de mesurer la pression exercée, car le rubis présente une luminescence induite par la pression. En général, on mesure la raie d'émission la plus intense, et on en déduit la valeur de la pression (par exemple à température ambiante entre 0 et 20 GPa , le déplacement de la raie principale est de $0,365\text{ nm/GPa}$). La précision sur la pression est de l'ordre de quelques pour cent.

La densité peut être mesurée par diffraction X, à partir du paramètre de maille.

Avec les techniques de cellules à diamant, on peut aussi chauffer l'échantillon presque arbitrairement, en utilisant des résistances électriques ou un laser de chauffage (un laser continu dont la puissance est de quelques Watts, par exemple). On peut également refroidir l'échantillon avec un liquide cryogénique.

L'avantage principal de cette méthode de compression est qu'on dispose de l'échantillon comprimé pendant tout le temps nécessaire aux mesures ; on peut ainsi étudier

- les phases cristallines d'un échantillon solide
- l'indice optique d'un matériau diélectrique
- les propriétés de transport (conductivités électrique et thermique)...

2.4.2 Compression dynamique

Les méthodes de compression dynamique font se propager une onde de choc dans le matériau à étudier. L'échantillon comprimé n'est alors disponible que pendant le temps de propagation de l'onde de choc. En général on ne mesure pas directement toutes les grandeurs thermodynamiques, mais on les déduit des lois de conservation (cf. sec. 2.5.4). L'ensemble des états accessibles constitue la polaire de choc.

2.4.2.1 Explosions chimiques

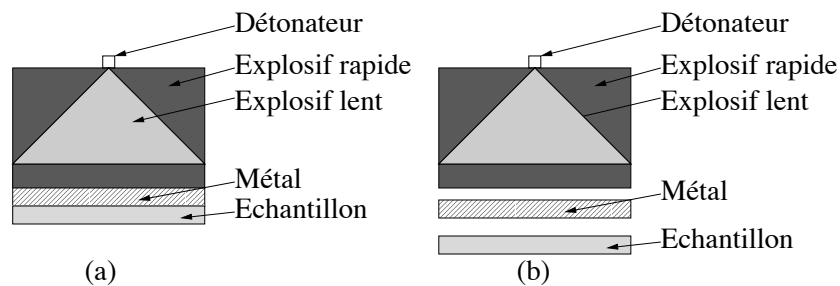


Fig. 2.9: Génération d'une onde de choc par des explosifs chimiques : les explosifs rapides et lents sont disposés de manière à générer une onde de choc plane dans un métal ; cette onde est transmise dans le matériau à étudier, et on mesure les vitesses de choc et fluide. Dans le cas (a), le métal est en contact direct avec l'échantillon ; dans le cas (b), un espace libre permet au métal d'être accéléré au cours de l'explosion, et d'impacter l'échantillon à grande vitesse.

Le principe pour générer une onde de choc est de placer le matériau à étudier au contact d'un explosif. L'emploi de deux explosifs (rapide et lent) disposés comme sur la figure 2.9 permet de générer une onde de choc plane dans un métal, qui est transmise dans l'échantillon. Des capteurs électriques permettent de mesurer la vitesse du choc et la vitesse de la surface libre.

Le métal est en contact direct avec l'échantillon dans le cas (a), et les pressions maximales atteintes sont de l'ordre de quelques centaines de kilobars. Dans le cas (b), le métal est accéléré au cours de l'explosion, et vient impacter l'échantillon à grande vitesse, selon le même principe que les canons à gaz. On atteint alors des pressions de quelques mégabars.

Les temps d'observations de l'échantillon comprimé sont de l'ordre de la microseconde.

2.4.2.2 Canons à gaz

Le principe des canons à gaz est d'accélérer un solide à de très grandes vitesses, et de le faire impacter sur l'échantillon (cf. fig. 2.10). La détonation met en mouvement le piston, qui comprime l'hydrogène. La valve se rompt et l'impacteur est accéléré jusqu'à l'échantillon. Les vitesses atteintes par l'impacteur sont de l'ordre de 10 km.s^{-1} , et les pressions maximales sont de l'ordre de 1 mégabar.

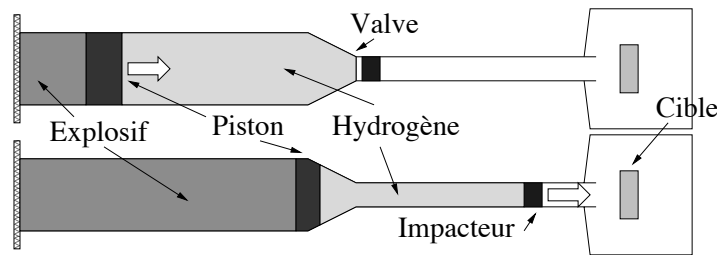


Fig. 2.10: Principe d'un canon à gaz à deux étages : la détonation met en mouvement le piston, qui comprime l'hydrogène jusqu'à la rupture de la valve. L'impacteur est alors accéléré jusqu'à la cible.

2.4.2.3 striction-Z (Z-pinch)

Le principe des machines à striction Z (ou Z-pinch en anglais) est décrit sur la figure 2.11 : un courant très intense (20 millions d'ampères pour la machine du Sandia National Laboratory) circule pendant 10 ns au travers d'un réseau de quelques centaines de fils de tungstène, ou d'un autre matériau lourd.

Les fils sont très rapidement ionisés, et le plasma ainsi créé est comprimé le long de l'axe des z par le champ magnétique induit par le courant. Le plasma est porté à des températures de l'ordre du keV, et émet des rayons X durs.

Si on place un échantillon dans une cavité (hohlraum) au centre du dispositif, celui-ci sera comprimé et porté à des températures qui peuvent atteindre une centaine d'eV.

2.4.2.4 Explosions nucléaires

Le principe est le même que pour les explosions chimiques, mais l'explosif chimique est remplacé par une charge nucléaire, placée dans de la roche (cf. fig. 2.12).

Cette méthode de compression est celle qui permet d'atteindre les pressions les plus élevées en absolu. Toutefois, elles sont très « délicates » à mettre en oeuvre et présentent l'inconvénient d'endommager les diagnostics.

Depuis le 24 septembre 1996 et la signature du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (Comprehensive Nuclear Test Ban), ratifié par la France et le Royaume-Uni le 6 avril 1998, par la Russie le 30 juin 2000 mais pas encore par les États-Unis ni la Chine, il n'est plus possible d'effectuer des expériences de compression

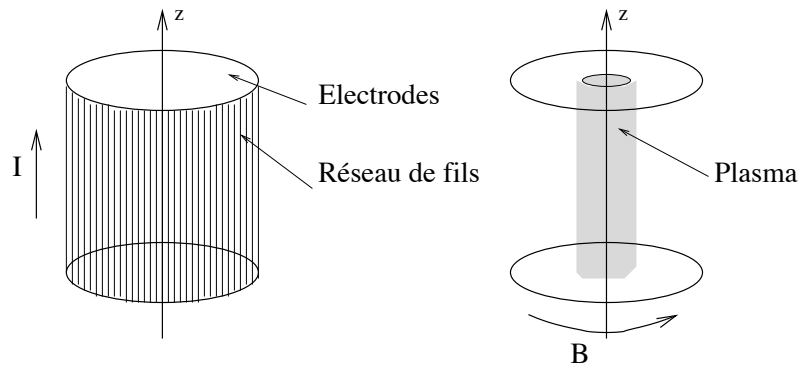


Fig. 2.11: Principe d'une Z-pinch : Un courant très intense est déchargé au travers d'un réseau de fils composé d'un matériau lourd. Les fils sont vaporisés au passage du courant électrique, et le champ magnétique intense créé par ce courant comprime le plasma le long de l'axe.

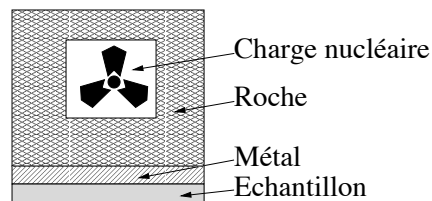


Fig. 2.12: Génération d'une onde de choc par des explosifs nucléaires

au moyen d'explosions nucléaires. Le Pakistan, Israël, l'Inde et la Corée du Nord n'ont pas signé ce traité.

2.4.2.5 Lasers de puissance

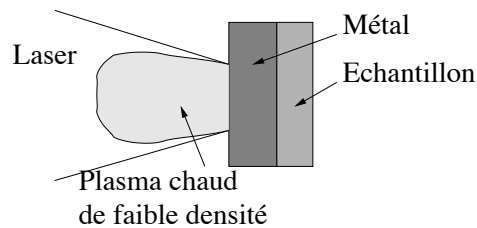


Fig. 2.13: Génération d'une onde de choc par laser : le laser est focalisé sur un matériau ablateur, qui en absorbe l'énergie. Il se forme alors un plasma chaud de faible densité, qui s'expand dans le vide, et une onde de choc se propage dans la direction opposée.

Le laser de puissance est focalisé sur un matériau ablateur, qui en absorbe l'énergie. Il se forme un plasma chaud qui s'expand rapidement dans le vide. Lors de l'expansion de ce plasma, la pression augmente et une onde de choc se forme et se propage dans la direction opposée.

Compression		Pression maximale	Domaine de température	Temps d'observation	Particularités
Stat.	CED	1 Mbar	$10^{-3} - 5 \cdot 10^3$ K	—	Grande variété de mesures
Dyn.	Explosions chimiques	qq Mbar	$10^2 - 10^4$ K	10^{-6} s	
	Canons à gaz	10 Mbar	$10^2 - 10^5$ K	10^{-6} s	
	Explosions nucléaires	4 Gbar	$10^2 - 10^7$ K	10^{-6} s	Interdit
	Z-pinch	qq Mbar	$10^2 - 10^4$ K	10^{-6} s	
	Lasers	qq 100 Mbar	$10^2 - 10^6$ K	10^{-9} s	

Tab. 2.2: Comparaison des différentes méthodes de compression

2.4.3 Comparaison des méthodes de compression

Le tableau 2.2 et la figure 2.14 résument les domaines accessibles par les différentes méthodes de compression.

La compression statique présente de grands avantages : on peut en effet imposer pression et température, et l'échantillon est disponible tout le temps nécessaire pour effectuer des mesures. Elle est limitée techniquement par la résistance de l'enclume de diamant.

Les compressions dynamiques sont contraintes par les relations d'Hugoniot (cf. section 2.5.4), qui se traduisent par un fort chauffage. On peut toutefois limiter ce chauffage en utilisant par exemple

- des conditions initiales différentes : on a recours pour cela à des techniques de cryogénie ou de précompression. Le facteur discriminant n'est pas la température initiale, mais la densité initiale. En effet, la différence de température est rapidement négligeable lorsque l'on chauffe l'échantillon à plusieurs milliers de degrés Kelvin.
- En partant de températures plus basses, le matériau se trouvera dans une phase généralement solide et plus dense que la phase standard. Toutefois, le gain en densité peut être faible, rendant la méthode trop coûteuse pour être intéressante. Mais les méthodes cryogéniques sont parfois le seul moyen de réaliser facilement des cibles, en particulier lorsque le matériau est gazeux aux conditions standard (hydrogène par exemple).
- En précomprimant à température ambiante, la densité initiale sera plus élevée que la densité standard. Cette méthode permet toujours de comprimer en limitant le chauffage.
- des chocs multiples, qui permettent par la succession de chocs relativement faibles, de comprimer le matériau sans trop le chauffer.

Toutefois, la température de choc atteinte en utilisant ces techniques sera par exemple diminuée d'un facteur 2, mais l'ordre de grandeur demeure important.

Il y a donc tout un domaine de l'espace des phases (pressions > 10 Mbar et tem-

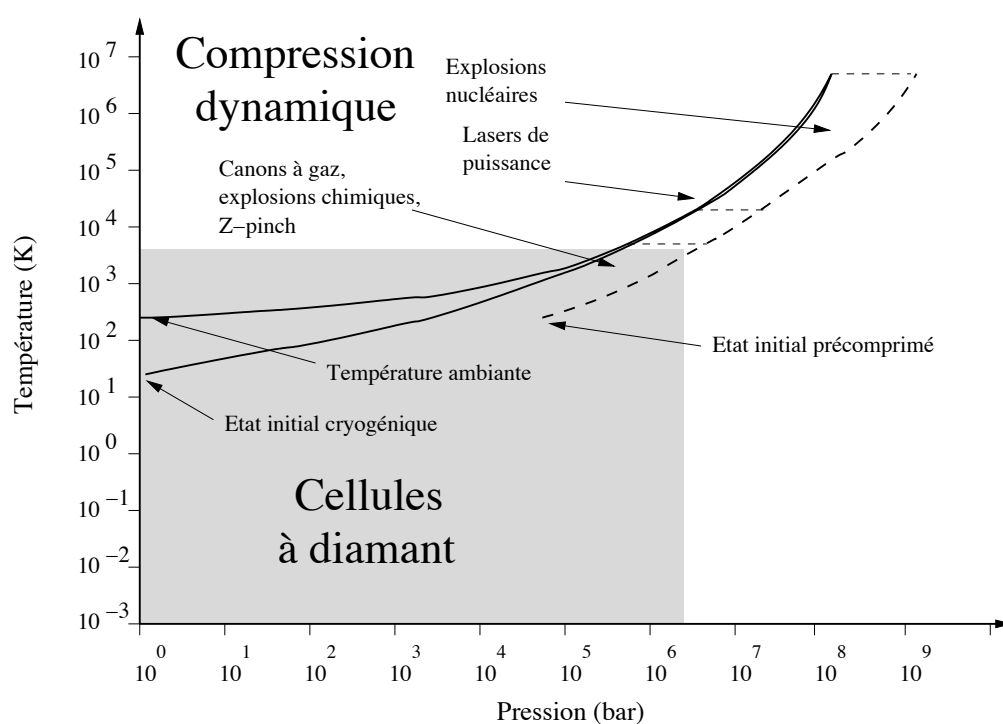


Fig. 2.14: Domaines accessibles par les différentes méthodes de compression. Les méthodes dynamiques sont contraintes par les relations d'Hugoniot : la compression s'accompagne d'un fort chauffage. Les méthodes statiques permettent d'imposer pression et température, mais sont techniquement limitées en pression.

pératures $< 10^3$ K) que les expériences ne permettent pas d'atteindre facilement.

Résumé: Il y a deux stratégies pour comprimer la matière : la compression statique qui permet d'explorer facilement le diagramme de phase, et de mesurer un grand nombre de quantités, mais est limitée en pression et température, et la compression dynamique, qui permet d'accéder à des pressions plus grandes, mais dans des domaines plus restreints de l'espace des phases.

2.4.4 Exploration du diagramme de phase

Objectif: On présente les domaines de l'espace des phases accessibles plus spécifiquement par nos expériences.

Comme on vient de le voir, la compression dynamique permet d'accéder à des pressions très élevées. Le prix à payer est qu'on ne peut pas imposer arbitrairement la température, mais celle-ci est contrainte par les relations de conservation.

Le seul moyen d'obtenir une température différente à une pression donnée est de modifier les conditions initiales du matériau, c'est-à-dire soit par des méthodes de cryogénie, soit par des méthodes de précompression. La stratégie retenue dans ce travail de thèse est celle de la précompression du matériau.

Utiliser des techniques de cryogénie n'est pas très intéressant pour l'eau dans notre domaine d'étude, comme on le voit sur la figure 2.15 : on y a tracé la courbe d'Hugoniot principale, la courbe d'Hugoniot cryogénique de l'eau, qui part d'une température initiale de 110°K , la courbe d'Hugoniot précomprimée partant d'une pression initiale de 20 kbar, et la courbe précomprimée cryogénique, qui part de 20 kbar à 110°K . Ces courbes ont été calculées avec les tables SESAME.

Pour la courbe cryogénique, la phase initiale est la glace Ic, avec une densité initiale de $0,93 \text{ g.cm}^{-3}$ à 110°K . La courbe précomprimée en revanche part d'une densité de $1,32 \text{ g.cm}^{-3}$ à 300°K , la phase étant la glace VI. Enfin, la courbe précomprimée et cryogénique part d'une densité $1,36 \text{ g.cm}^{-3}$ à 110°K .

Le facteur discriminant va être la densité initiale plus que la température initiale. En effet l'énergie fournie lors de la compression va se traduire en un fort chauffage de l'échantillon. La température finale sera de l'ordre de quelques milliers de degrés K, beaucoup plus élevée que la température initiale. Il fait peu de différence que l'on parte de 110°K ou de 300°K .

Au contraire, il se trouve que la densité de la phase Ic (comme celle de la phase Ih) est inférieure à la densité standard. La courbe d'Hugoniot cryogénique rejoint la courbe principale dans le plan (T, P) , et passe au-dessus. Paradoxalement, en partant d'un état cryogénique, on finit par chauffer plus l'échantillon.

L'intérêt de combiner les deux techniques est également limité : la courbe précomprimée cryogénique tracée sur la figure 2.15, qui part d'un état précomprimé à 20 kbar et refroidi à 110°K , diffère peu de la courbe précomprimée à 20 kbar. Il est plus intéressant de chercher à améliorer la précompression initiale, par exemple jusqu'à 50 ou 100 kbar.

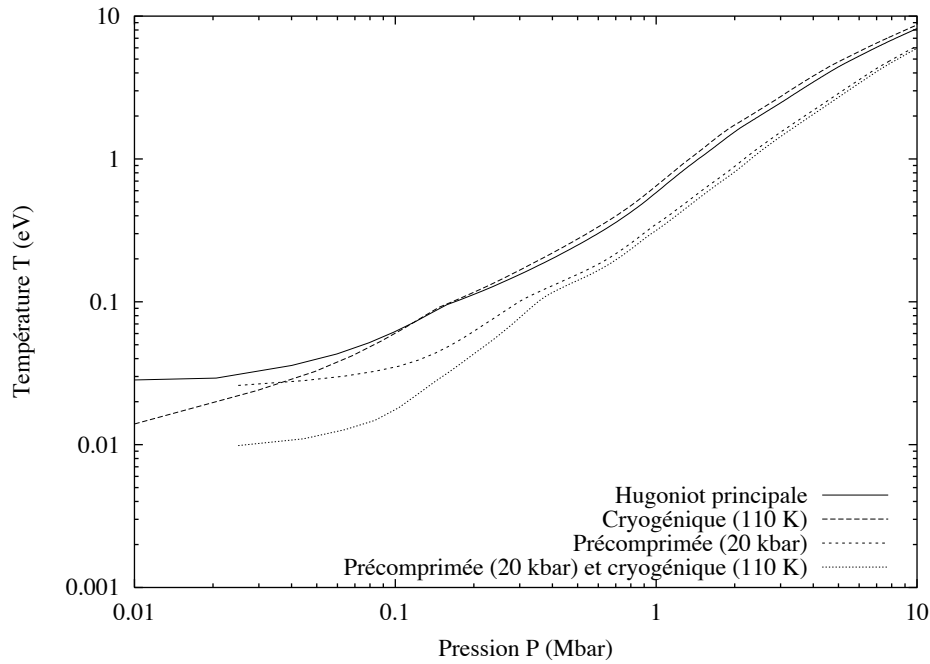


Fig. 2.15: Comparaison des courbes d'Hugoniot principale, cryogénique et précomprimée de l'eau

La figure 2.17 permet de comprendre l'intérêt de cette technique : on y a représenté les courbes d'Hugoniot principale et précomprimée sur le diagramme de phase. On voit que les techniques de précompression élargissent le domaine accessible ; elles permettent en particulier d'accéder à des états thermodynamiques plus proches de l'isentrope planétaire.

On voit sur la figure qu'en augmentant progressivement la pression initiale, on obtient des courbes qui intersectent chacune l'isentrope planétaire en un point. On est donc théoriquement capable d'obtenir en laboratoire toute une série d'états thermodynamiques rencontrés à l'intérieur de planètes géantes. Il est cependant difficile de précomprimer l'eau au-delà de quelques dizaines de kilobars, en raison de problèmes techniques liés à la réalisation des cibles et à la résistance mécanique des composants.

Dans nos expériences de compression laser, le régime de pressions atteint est de 0,2 à 5 Mbar. On voit donc que la région accessible couvre une partie de l'isentrope planétaire, la zone de transition métallique, et permettrait peut-être d'obtenir une évidence expérimentale de la phase super-ionique. Ce régime de pression est bien adapté à l'étude de la transition du fluide ionique vers le fluide métallique.

Résumé: La combinaison d'une compression statique suivie d'une compression dynamique permet d'explorer un plus grand domaine de l'espace des phases. C'est une technique délicate mais prometteuse.

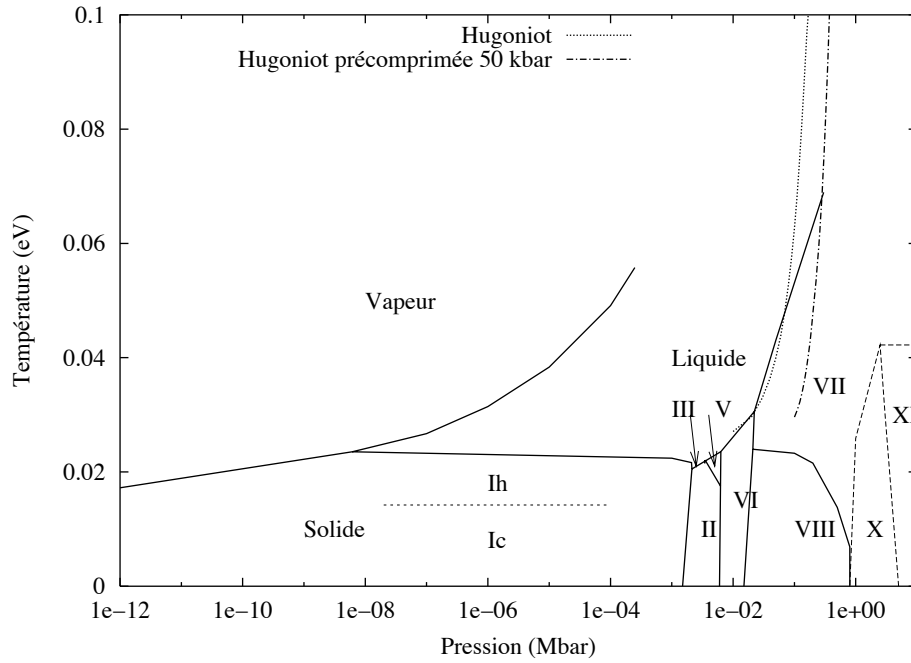


Fig. 2.16: Diagramme de phase de l'eau à basse pression et courbe d'Hugoniot

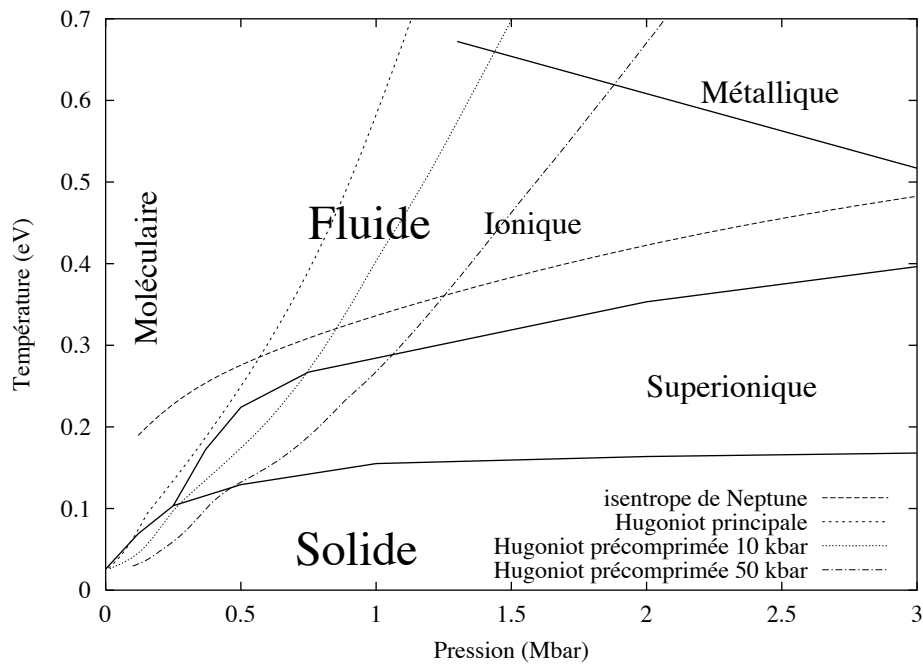


Fig. 2.17: Diagramme de phase de l'eau à haute pression et courbes d'Hugoniot

2.5 Généralités sur les ondes de choc

Objectif: On se propose d'expliquer en détail ce qu'est une onde de choc, d'en expliciter les relations de conservations et les propriétés remarquables.

2.5.1 Acoustique linéaire

2.5.1.1 Perturbation du profil de pression d'un fluide non visqueux

Soit un fluide non visqueux, soumis à aucune force extérieure. Il est au repos dans le référentiel du laboratoire, et sa vitesse $\mathbf{u} = \mathbf{0}$. On note P_0 sa pression, et ρ_0 sa densité.

On considère une perturbation dépendant seulement du temps t et de la coordonnée x . La pression vaut $P(x, t) = P_0 + \Delta P(x, t)$, et la densité $\rho(x, t) = \rho_0 + \Delta \rho(x, t)$. Comme il y a invariance par rotation autour de l'axe des x , $u_y = u_z = 0$, donc $\mathbf{u}(x, t) = u(x, t).\mathbf{x}$.

Les perturbations sont petites, c'est-à-dire que $\Delta \rho(x, t) \ll \rho_0$ et $\Delta P(x, t) \ll P_0$. On suppose que u est aussi un premier ordre.

2.5.1.2 Équation de propagation

L'équation de conservation de la masse s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (2.16)$$

soit au premier ordre

$$\frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} \simeq 0. \quad (2.17)$$

L'équation du mouvement s'écrit

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (2.18)$$

soit au premier ordre

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \Delta P}{\partial x} \simeq 0. \quad (2.19)$$

Pour relier les variations de pression aux variations de densité, il faut utiliser le fait que la transformation est isentropique (elle est réversible, et les échanges de chaleur n'ont pas le temps de se faire). La pression est une fonction de la densité et de l'entropie $P(\rho, S)$, que l'on développe au voisinage du point (P_0, ρ_0) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta P}{\partial x} &= \frac{\partial \Delta \rho}{\partial x} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S(P_0 + \Delta P, \rho_0 + \Delta \rho)} \\ &\simeq \frac{\partial \Delta \rho}{\partial x} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S(P_0, \rho_0)} \end{aligned}$$

et on peut écrire l'équation 2.19 sous la forme

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \frac{\partial \Delta \rho}{\partial x} = 0. \quad (2.20)$$

En combinant les équations 2.17 et 2.20, on obtient

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial x \partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

et on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.21)$$

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S(P_0, \rho_0)}, \quad (2.22)$$

2.5.1.3 Ondes linéaires

Les solutions de l'équation 2.21 sont

$$\begin{aligned} u(x, t) &= U_1 f_1(x - ct) - U_2 f_2(x + ct) \\ \Delta \rho(x, t) &= \rho_0 \left[\frac{U_1}{c} f_1(x - ct) + \frac{U_2}{c} f_2(x + ct) \right] \\ \Delta P(x, t) &= \rho_0 c^2 \left[\frac{U_1}{c} f_1(x - ct) + \frac{U_2}{c} f_2(x + ct) \right] \end{aligned}$$

2.5.1.4 Retour sur les hypothèses

On a supposé, pour développer les équations au premier ordre, que u était petit, afin de pouvoir négliger le terme convectif de l'équation d'Euler (cf. éq. 2.19). Il faut comparer les termes $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$ et $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &\sim cU f' \\ \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &\sim U^2 f'. \end{aligned}$$

Il faut donc que l'on ait $U \ll c$. Si cette condition est remplie, on a aussi $\Delta \rho \ll \rho_0$, et $\Delta P = \rho_0 c^2 U/c \sim P_0 U/c \ll P_0$.

2.5.2 Formation d'une onde de choc

Objectif: On verra qu'une onde de choc n'est autre que la déformation du profil de pression lorsqu'on quitte le domaine de l'acoustique linéaire.

2.5.2.1 Acoustique non-linéaire

Une onde de choc peut se former lorsque la condition $U \ll c$ n'est plus vérifiée. On écrit de nouveau l'équation de conservation de la masse et l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (2.24)$$

On utilise de nouveau le fait que l'écoulement est isentropique, en introduisant la vitesse du son

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S(P, \rho)},$$

et on peut écrire 2.23 sous la forme

$$\frac{1}{\rho c} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{u}{\rho c} \frac{\partial P}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (2.25)$$

En additionnant et en soustrayant 2.25 et 2.24, on obtient :

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{1}{\rho c} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.26)$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial u}{\partial x} \right] - \frac{1}{\rho c} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.27)$$

À cause de la forme des équations obtenues, on définit des courbes particulières du plan (x, t) , le long desquelles l'intégration de ces équations est immédiate.

2.5.2.2 Les courbes caractéristiques et les invariants de Riemann

On définit les courbes C_+ et C_- par les équations différentielles suivantes :

$$C_+ : \frac{dx}{dt} = u(x, t) + c(x, t) \quad (2.28)$$

$$C_- : \frac{dx}{dt} = u(x, t) - c(x, t). \quad (2.29)$$

Le théorème mathématique d'existence et d'unicité de la solution d'une équation différentielle du premier ordre assure que :

1. Chacune de ces deux familles de courbes couvrent tout le plan (x, t) (existence de la solution).
2. Elles ne se coupent pas entre elles : si deux courbes C_+^1 et C_+^2 se coupaient en un point (x_1, t_1) , alors elles auraient la même tangente en ce point et seraient égales partout (unicité).

La définition de ces courbes nous permet de voir immédiatement que les équations 2.26 et 2.27 sont des différentielles le long de C_+ et C_- . En intégrant, il vient :

$$\int_{C_+} du + \frac{dP}{\rho c} = u + \int_{C_+} c \frac{d\rho}{\rho} = C^{\text{te}} = J_+ \quad (2.30)$$

$$\int_{C_-} du - \frac{dP}{\rho c} = u - \int_{C_-} c \frac{d\rho}{\rho} = C^{\text{te}} = J_-, \quad (2.31)$$

où les constantes d'intégration J_+ et J_- sont appelés invariants de Riemann.

Puisque l'écoulement est isentropique, on peut exprimer par exemple P et c en fonction de ρ . Si on était capable de résoudre les équations 2.30 et 2.31, on obtiendrait une expression de ρ en fonction de u . De même, on peut obtenir une expression de P en fonction de u , et donc également c en fonction de u , soit par exemple $c = G(u)$.

Le fait que la vitesse du son c ne dépende que de la vitesse fluide u est une propriété remarquable.

2.5.2.3 Solution : les ondes simples

L'équation 2.28 peut alors être intégrée sous la forme

$$x = [u + c(u)]t + F(u) \quad (2.32)$$

et on obtient alors

$$u = F^{-1}(x - [u + c(u)]t) \quad (2.33)$$

$$c = G \circ F^{-1}(x - [u + c(u)]t), \quad (2.34)$$

c'est-à-dire que la solution est une onde qui se déplace vers la droite à la vitesse $u + c(u)$. De même, on a une autre solution se déplaçant vers la gauche à la vitesse $c(u) - u$.

2.5.2.4 Déformation d'une onde simple et apparition de discontinuités : exemple du gaz parfait

Les ondes simples sont déformées au cours du temps, car la vitesse de propagation $c(u) \mp u$ n'est plus constante, mais dépend de l'amplitude de l'onde.

Dans le cas du gaz parfait, on a l'équation d'état $P = \rho RT/M$. Les courbes isentropes sont caractérisées par $P = K \cdot \rho^\gamma$, et la vitesse du son c vaut

$$c = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s^{1/2} = \sqrt{\gamma K} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (2.35)$$

Les grandeurs thermodynamiques P et ρ peuvent alors s'exprimer en fonction seulement de la vitesse du son c :

$$\rho \propto c^{\frac{2}{\gamma-1}} \text{ et } P \propto c^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}},$$

de sorte que les profils de pression et de densité sont similaires à celui de la vitesse du son. Pour expliciter ce dernier, il nous faut déterminer les invariants de Riemann :

$$\begin{aligned} J_{\pm} &= u \pm \int_{C_{\pm}} \sqrt{\gamma K} \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} d\rho \\ &= u \pm \frac{2}{\gamma-1} c. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Si on considère une onde se propageant vers la droite, et qu'on a choisi les constantes d'intégration de telle sorte que $u = 0$ et $c = c_0$ dans le fluide non perturbé, alors l'invariant J_- vaut aussi $-2c_0/(\gamma-1)$, donc

$$u = \frac{2}{\gamma-1}(c - c_0), \text{ ou } c = c_0 + \frac{\gamma-1}{2}u. \quad (2.37)$$

Cette dernière équation met en évidence le phénomène physique important : la vitesse de propagation est supérieure à c_0 si $u > 0$, et inférieure si $u < 0$. Le profil de vitesse est propagé à des vitesses différentes, ce qui a pour conséquence une déformation de celui-ci (cf. fig. 2.18).

On voit sur la figure qu'il peut apparaître une discontinuité du profil de vitesse. Ceci se produit lorsque les courbes caractéristiques se rapprochent, et finissent par s'intersecter. On sort alors du domaine de validité de la solution, ce qui signifie que l'hypothèse d'un écoulement isentropique n'est plus vraie. En effet, la propagation d'une discontinuité n'est pas en général un processus réversible.

2.5.3 Les équations de conservation : les lois d'Hugoniot-Rankine

Objectif: Expliciter les relations de conservation lors du passage d'une onde de choc, et en déduire les contraintes sur les états thermodynamiques accessibles.

Dans les sections 2.5.1 et 2.5.2, on a fait l'hypothèse d'un écoulement isentropique, pour pouvoir écrire que

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S d\rho + \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_\rho dS = c^2 d\rho,$$

et résoudre les équations hydrodynamique 2.23 et 2.24. Ces deux équations traduisent la conservation de la masse et de l'impulsion. On les a résolues d'abord dans le cas d'une petite perturbation, puis dans le cas général d'une perturbation d'amplitude quelconque, mais toujours avec l'hypothèse isentropique.

Dans cette section, on ne fait plus l'hypothèse que l'écoulement est isentropique. On a montré dans la section 2.5.2 comment une discontinuité pouvait se former. On suppose maintenant qu'on a une discontinuité qui se propage, sans hypothèse sur l'amplitude de cette discontinuité.

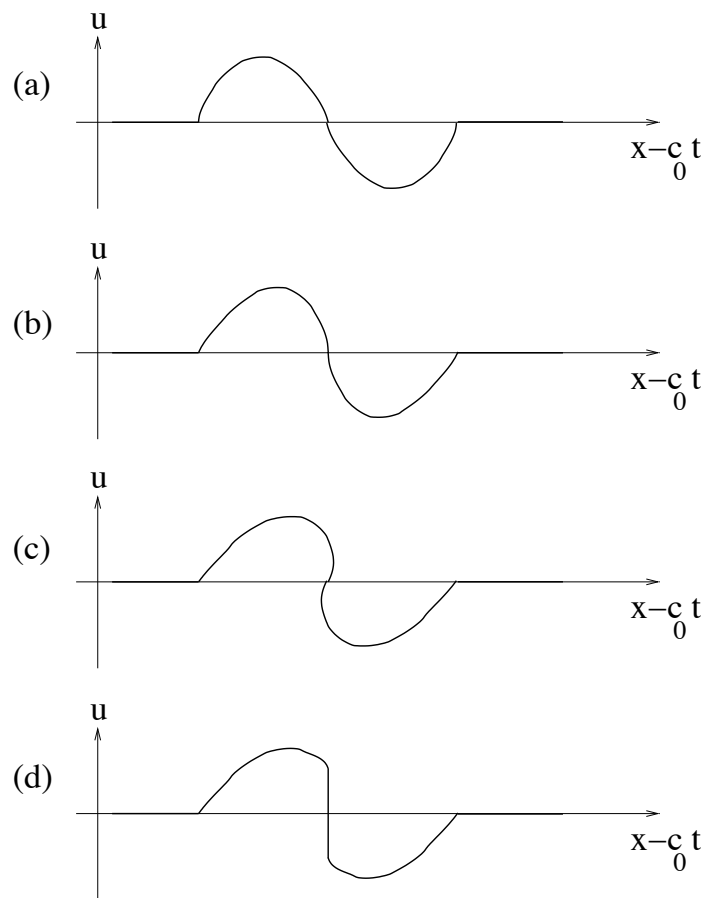


Fig. 2.18: Déformation d'une onde simple et apparition de discontinuités : **(a)** le profil initial de vitesse **(b)** la crête $u > 0$ est propagée à une vitesse supérieure à c_0 , alors que le creux $u < 0$ est propagé à une vitesse inférieure à c_0 . Il en résulte une déformation du profil. **(c)** lorsque le profil est fortement déformé, il peut se produire un déferlement. **(d)** physiquement, le profil de vitesse présente une discontinuité.

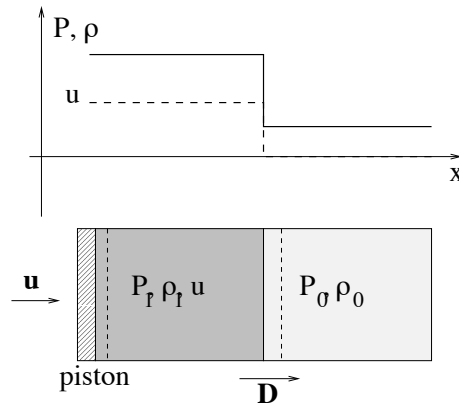


Fig. 2.19: Un piston comprime un fluide initialement au repos (P_0, ρ_0) . Une onde de choc se propage à la vitesse D , et le fluide est animé d'une vitesse u après son passage (P_1, ρ_1) .

Soit un piston se déplaçant à une vitesse u , qui comprime un fluide initialement au repos. Une onde de choc se propage vers la droite à la vitesse D , et après son passage, le fluide a une vitesse u , une densité ρ_1 et une pression P_1 (cf. fig. 2.19). On note S la section du piston.

On regarde l'évolution du système entre un instant t et un instant $t + dt$. Une masse de fluide dm passe à l'état comprimé :

$$dm = \rho_0 S D dt$$

2.5.3.1 Conservation de la masse

Cette masse passe à la densité ρ_1 , et occupe un volume $S(D - u)dt$, puisque le fluide déjà comprimé s'est déplacé vers la droite de $u dt$. La conservation de la masse s'écrit

$$\begin{aligned} \rho_0 S D dt &= \rho_1 S (D - u) dt \\ \rho_1 &= \rho_0 \frac{D}{D - u}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

2.5.3.2 Conservation de l'impulsion

La masse dm a acquis une impulsion $dp = dm u$, qui est donc égale à $F dt$, où F est la résultante des forces s'exerçant sur l'élément de fluide : $F = (P_1 - P_0)S$,

$$\begin{aligned} \rho_0 S D dt u &= (P_1 - P_0) S dt \\ P_1 &= P_0 + \rho_0 D u. \end{aligned} \quad (2.39)$$

L'ordre de grandeur des densités et des vitesses auquel on est confronté dans notre régime d'expérience est le g.cm^{-3} pour la densité et le km.s^{-1} pour les vitesses. Si on exprime les quantités numériquement dans ces unités, alors la pression s'exprime en $10^9 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$, c'est-à-dire en gigapascals. On a l'identité $1 \text{ Mbar} = 100 \text{ GPa}$.

Pour un choc fort, on peut écrire $P_1 = \rho_0 D u$; cette relation décrit une droite dans le plan (P, u) , dont la pente $\rho_0 D$ est appelée l'impédance du choc.

2.5.3.3 Conservation de l'énergie

La masse dm subit une variation d'énergie interne, et acquiert de l'énergie cinétique. La variation totale d'énergie est égale au travail élémentaire des forces extérieures, c'est-à-dire au travail exercé par le piston :

$$\begin{aligned} \rho_0 S D dt \left(\epsilon_1 + \frac{u^2}{2} - \epsilon_0 \right) &= P_1 S u dt \\ \epsilon_1 - \epsilon_0 &= \frac{P_0 u}{\rho_0 D} + \frac{u^2}{2} \\ &= \frac{u^2}{2} \left(1 + \frac{2P_0}{P_1 - P_0} \right) \end{aligned} \quad (2.40)$$

Pour un choc fort, on a $\epsilon_1 - \epsilon_0 \simeq u^2/2$, c'est-à-dire que la variation d'énergie interne est égale au gain d'énergie cinétique.

On peut réécrire l'équation 2.40 en éliminant les paramètres non thermodynamiques que sont D et u , en utilisant pour cela les équations 2.38 et 2.39, à partir desquelles on obtient

$$D^2 = \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_0} \frac{P_1 - P_0}{\rho_0} \quad (2.41)$$

$$u^2 = (P_1 - P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right). \quad (2.42)$$

En substituant 2.41 et 2.42 dans 2.40, on obtient

$$\epsilon_1(P_1, \rho_1) - \epsilon_0(P_0, \rho_0) = \frac{1}{2}(P_1 + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right). \quad (2.43)$$

2.5.4 Les courbes d'Hugoniot

Les courbes d'Hugoniot sont les courbes du plan (P, ρ) correspondant à une transformation thermodynamique de type «compression par onde de choc», c'est-à-dire décrites par l'équation 2.43, qui est de la forme $f(P_1, \rho_1, P_0, \rho_0) = 0$. On a donc dans le plan (P, ρ) une famille de courbes à *deux* paramètres P_0 et ρ_0 .

On appelle aussi ces courbes «polaires de choc». L'Hugoniot partant des conditions thermodynamiques standards ($P_0 = 1$ bar, $T = 300$ K, densité ρ_0 standard) est appelée Hugoniot principale.

2.5.4.1 Courbes d'Hugoniot dans le cas du gaz parfait

Dans le cas du gaz parfait, l'énergie par unité de volume peut s'exprimer :

$$\epsilon(P, \rho) = c_V T = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho}.$$

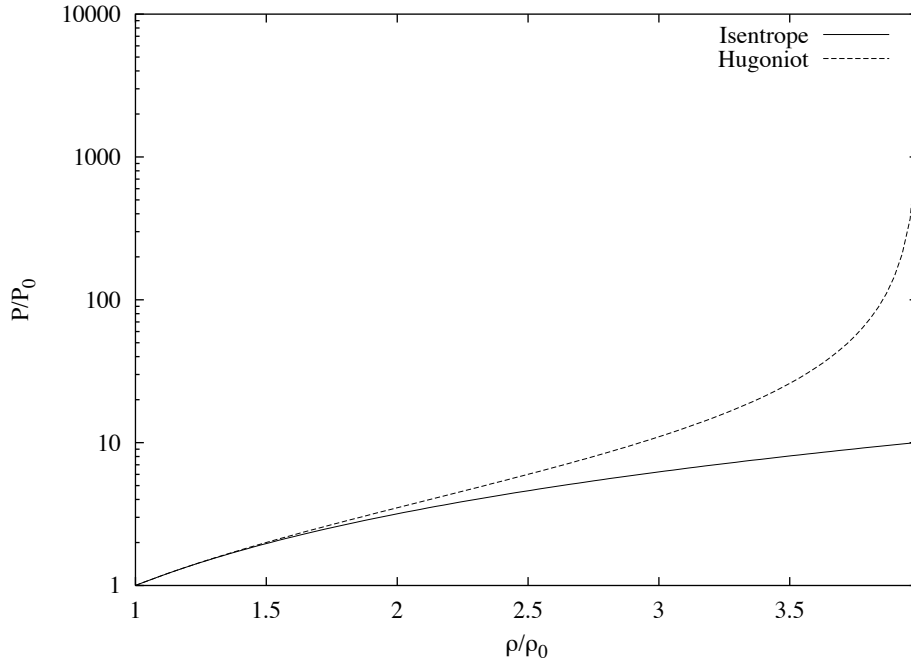


Fig. 2.20: Courbe d'Hugoniot d'un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$) et comparaison avec une compression isentropique.

On a alors la relation suivante pour la courbe d'Hugoniot :

$$P(\rho, P_0, \rho_0) = P_0 \frac{(\gamma + 1)\rho - (\gamma - 1)\rho_0}{(\gamma + 1)\rho_0 - (\gamma - 1)\rho}, \quad (2.44)$$

ou de manière équivalente :

$$\rho(P, P_0, \rho_0) = \rho_0 \frac{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0}{(\gamma - 1)P + (\gamma + 1)P_0}. \quad (2.45)$$

L'équation 2.45 met en évidence une limite de compressibilité quand $P \gg P_0$:

$$\sigma_\infty = \lim_{P \gg P_0} \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (2.46)$$

Le coefficient γ est de la forme $(3 + 2n)/(1 + 2n)$ avec $n = 1, 2, 3 \dots$ ($n = 1$ pour un gaz monoatomique, 2 pour un diatomique sans modes vibrationnels, 3 pour un diatomique avec des modes vibrationnels), et la limite de compressibilité vaut $2(n + 1)$, soit 4, 6, 8 \dots

On a tracé sur la figure 2.20 la courbe d'Hugoniot d'un gaz monoatomique, que l'on compare avec une compression isentropique.

En écrivant que $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$ et $P = P_0 + \Delta P$, on peut mettre l'équation 2.44 sous la forme

$$\frac{\Delta P}{P_0}_{\text{Hugoniot}} = \frac{\gamma \frac{\Delta\rho}{\rho_0}}{1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho_0}},$$

alors que pour une compression isentropique, on a

$$\frac{\Delta P}{P_0}_{\text{isentropique}} = \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho_0}\right)^\gamma - 1.$$

Pour un choc faible, c'est-à-dire pour $\Delta \rho \ll \rho_0$, ces deux expressions sont égales à l'ordre 2 inclus (cf. fig. 2.20) :

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \gamma \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho_0}\right).$$

2.5.4.2 Variation d'entropie dans le cas du gaz parfait

Objectif: On se propose d'expliciter la variation d'entropie lors du passage d'une onde de choc, pour montrer qu'une compression par onde de choc de faible intensité est proche d'une compression isentropique.

La variation d'entropie est égale à

$$\begin{aligned} \Delta S &= c_V \ln \left(\frac{P}{P_0} \frac{\rho_0^\gamma}{\rho^\gamma} \right) \\ &= c_V \ln \left[\frac{P}{P_0} \left(\frac{(\gamma - 1)P + (\gamma + 1)P_0}{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0} \right)^\gamma \right]. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Dans le cas d'un choc faible, on sait déjà que l'entropie est nulle au second ordre ; le développement limité à l'ordre 3 donne

$$\Delta S \simeq c_V \left(\frac{\Delta P}{P_0} \right)^3 \frac{\gamma^2 - 1}{12\gamma^2},$$

et dans le cas contraire d'un choc fort :

$$\Delta S \simeq c_V \ln \left(\frac{P}{P_0} \right).$$

Une application numérique pour un gaz parfait, avec $\gamma = 5/3$, et une pression finale P de 1 Mbar (pression initiale $P_0 = 1$ bar) donne $\Delta S = 173 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$. Par comparaison, la variation d'entropie lors d'une compression isotherme est $\Delta S = -115 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$.

2.5.4.3 Température de choc dans le cas du gaz parfait

La température vaut

$$T = T_0 \frac{P}{P_0} \frac{\rho_0}{\rho},$$

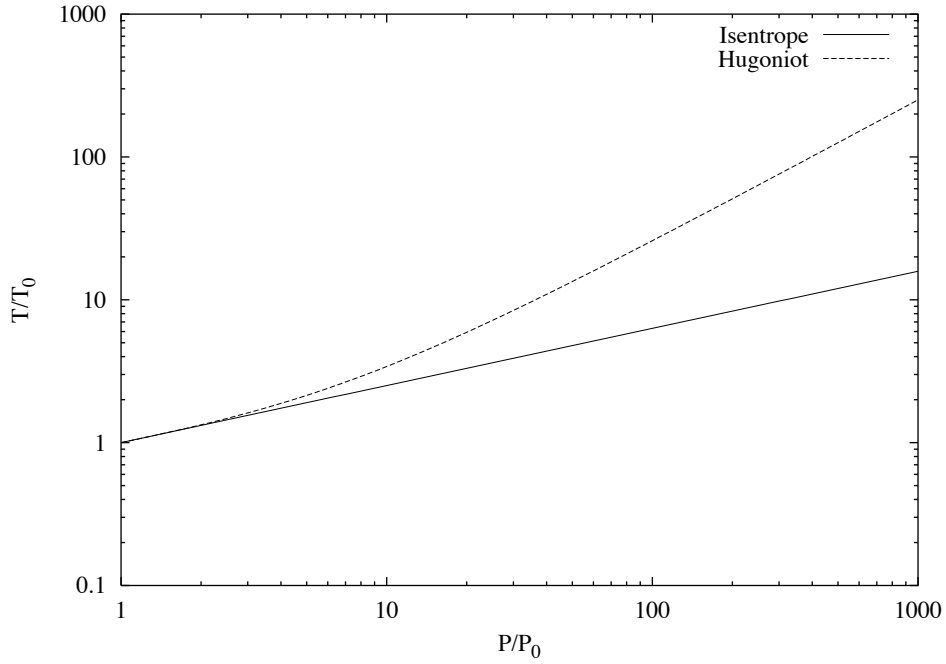


Fig. 2.21: Température de choc pour un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$) et comparaison avec une compression isentropique.

qui vaut le long de l'Hugoniot :

$$\frac{T}{T_0 \text{ Hugoniot}} = \frac{P}{P_0} \times \frac{(\gamma - 1)P + (\gamma + 1)P_0}{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0} \longrightarrow \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{P}{P_0},$$

alors que pour une compression isentropique

$$\frac{T}{T_0 \text{ isentrope}} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}.$$

On a tracé les deux courbes sur la figure 2.21. On voit que la température est beaucoup plus grande le long de l'Hugoniot que le long d'une transformation isentropique.

2.5.4.4 Vitesse de choc et vitesse fluide dans le cas du gaz parfait

Dans le cas du gaz parfait, les équations 2.41 et 2.42 donnent :

$$u^2 = 2 \frac{(P - P_0)^2}{\rho_0} \frac{1}{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0}$$

$$D^2 = \frac{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0}{2\rho_0}$$

Dans le cas d'un choc faible, on trouve que

$$\begin{aligned} D &\simeq c_0 \left(1 + \frac{\gamma + 1}{4\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} \right) \\ u &\simeq \frac{\Delta P}{\rho_0 c_0}, \end{aligned}$$

où c_0 est la vitesse du son dans le fluide non perturbé ($c_0^2 = \gamma P_0 / \rho_0$). On retrouve ici les résultats obtenus dans la section 2.5.1 : une onde de choc de faible amplitude n'est autre qu'une onde sonore se propageant à la vitesse c_0 .

Dans le cas d'un choc fort, on trouve que

$$D^2 \simeq \frac{(\gamma + 1)P}{2\rho_0} \quad (2.48)$$

$$u^2 \simeq \frac{2P}{\rho_0(\gamma + 1)} = c^2 \frac{2}{\gamma(\gamma - 1)}. \quad (2.49)$$

On notera que l'écoulement est supersonique ($u > c$ pour $1 < \gamma < 2$).

2.5.4.5 Généralisation à une équation d'état quelconque : variation d'entropie

Objectif: Généraliser le résultat précédent pour l'entropie à une équation d'état qui n'est plus nécessairement celle du gaz parfait.

On veut montrer ici que l'entropie est nulle à l'ordre 2 quelle que soit la forme de l'équation d'état. Ce résultat est la justification mathématique de l'argument physique suivant : un choc faible comprime la matière «presque» comme une compression isentropique; et donc une succession de chocs faibles permet d'achever une grande compression, dont l'état final n'est pas très éloigné de celui qu'on aurait obtenu en comprimant de manière isentropique.

Dans le cas d'une onde de choc de faible amplitude, on développe l'énergie par unité de volume en fonction de la densité ρ et de l'entropie S .

D'une part, l'équation 2.43 donne au premier ordre

$$\begin{aligned} \epsilon - \epsilon_0 &= (\rho - \rho_0) \frac{P_0}{\rho_0^2} \left(1 + \frac{P - P_0}{2P_0} \right) \left(1 + \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^{-1} \\ &\simeq (\rho - \rho_0) \frac{P_0}{\rho_0^2} \end{aligned}$$

et d'autre part on a en toute généralité $d\epsilon = TdS - PdV = TdS + d\rho P / \rho^2$, donc au premier ordre

$$\epsilon - \epsilon_0 = T_0(S - S_0) + \frac{P_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0).$$

En identifiant les deux développements, on voit que $T_0(S - S_0)$ est nul au premier ordre. On développe à nouveau l'équation 2.43, cette fois-ci au second ordre :

$$\epsilon - \epsilon_0 = (\rho - \rho_0) \frac{P_0}{\rho_0^2} \left[1 + \frac{\rho - \rho_0}{2P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right]$$

et d'autre part, comme $(S - S_0)$ est au moins d'ordre 2, on a au second ordre :

$$\epsilon - \epsilon_0 = T_0(S - S_0) + \frac{P_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \frac{1}{\rho_0^2} - 2 \frac{P_0}{\rho_0^3} \right] (\rho - \rho_0)^2.$$

Et en identifiant, on trouve à nouveau que $T_0(S - S_0)$ est nul au second ordre. On réitère le processus, obtenant :

$$\begin{aligned} \epsilon - \epsilon_0 = & T_0(S - S_0) + \frac{P_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \frac{1}{\rho_0^2} - 2 \frac{P_0}{\rho_0^3} \right] (\rho - \rho_0)^2 \\ & + \frac{1}{6} \left[\left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right) \frac{1}{\rho_0^2} - 4 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \frac{1}{\rho_0^3} + 6 \frac{P_0}{\rho_0^4} \right] (\rho - \rho_0)^3 \end{aligned}$$

et d'autre part

$$\begin{aligned} \epsilon - \epsilon_0 = & (\rho - \rho_0) \frac{P_0}{\rho_0^2} \left\{ 1 + \left[\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \frac{1}{2P_0} - \frac{1}{\rho_0} \right] (\rho - \rho_0) \right. \\ & \left. + \left[\left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right) \frac{1}{4P_0} - \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \frac{1}{2P_0 \rho_0} + \frac{1}{\rho_0^2} \right] (\rho - \rho_0)^2 \right\}, \end{aligned}$$

et en identifiant on obtient

$$T_0(S - S_0) = \frac{(\rho - \rho_0)^3}{12\rho_0^3} \left[\left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_S \rho_0 + 2 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \right],$$

ou encore

$$T_0(S - S_0) = \frac{(V_0 - V)^3}{12} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} \right)_S. \quad (2.50)$$

On retrouve ici le résultat de la section 2.5.4.2, c'est-à-dire que la courbe d'Hugoniot pour un choc faible diffère de l'isentrope à l'ordre 3.

Résumé: Une onde ou plusieurs ondes de choc successives de faible intensité compriment la matière de manière presque isentropique.

2.5.5 Relation empirique entre la vitesses de choc et la vitesse fluide

Dans la plupart des cas, on trouve empiriquement une relation linéaire entre la vitesse du choc et la vitesse fluide :

$$D = au + b. \quad (2.51)$$

Cette relation est empirique, et n'est en général pas valable dans tout le plan $P - u$. En particulier, les coefficients a et b changent lors d'un changement de phase. La linéarité est alors vraie par morceaux. Pour les chocs faibles, $D \rightarrow b = c_0$, la vitesse du son. On trouve aussi que $a > 1$.

Par exemple pour l'eau, les résultats de la figure 4.14 page 154 montrent la linéarité entre D et u , avec les valeurs numériques $a = 1,23$ et $b = 2,87 \text{ km.s}^{-1}$. La vitesse du son c_0 dans l'eau est d'environ 1500 m.s^{-1} , ce qui est du même ordre de grandeur que b . La différence est justement due au fait que les coefficients numériques de la relation linéaire trouvée ne sont plus les mêmes lorsque u tend vers 0.

De la relation 2.51, on déduit que la courbe d'Hugoniot est une parabole dans le plan (P, u) :

$$P_H - P_0 = \rho_0 a u^2 + \rho_0 c_0 u. \quad (2.52)$$

Dans le plan $P - \rho$, la courbe d'Hugoniot est alors décrite par la forme analytique suivante :

$$P_H - P_0 = \rho_0 c_0^2 \frac{\sigma(\sigma - 1)}{[1 - (a - 1)(\sigma - 1)]^2}, \quad (2.53)$$

où $\sigma = \rho/\rho_0$ est le facteur de compression. Dans le cas limite où la pression est infinie, la compression tend vers une valeur finie

$$\sigma_\infty = \frac{a}{a - 1}$$

Physiquement, on comprend mieux la réciproque de cette propriété : il est en effet raisonnable de supposer qu'on ne peut pas comprimer infiniment la matière le long d'une courbe d'Hugoniot, à cause du fort chauffage accompagnant la propagation de l'onde de choc. En d'autres termes, la compressibilité doit tendre vers une limite finie lorsque la pression est très grande. Dans ce régime, on peut écrire que

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{D}{D - u} \\ &\simeq \sigma_\infty, \end{aligned}$$

et on trouve alors que la vitesse de choc est proportionnelle à la vitesse fluide :

$$D = \frac{\sigma_\infty}{\sigma_\infty - 1} u.$$

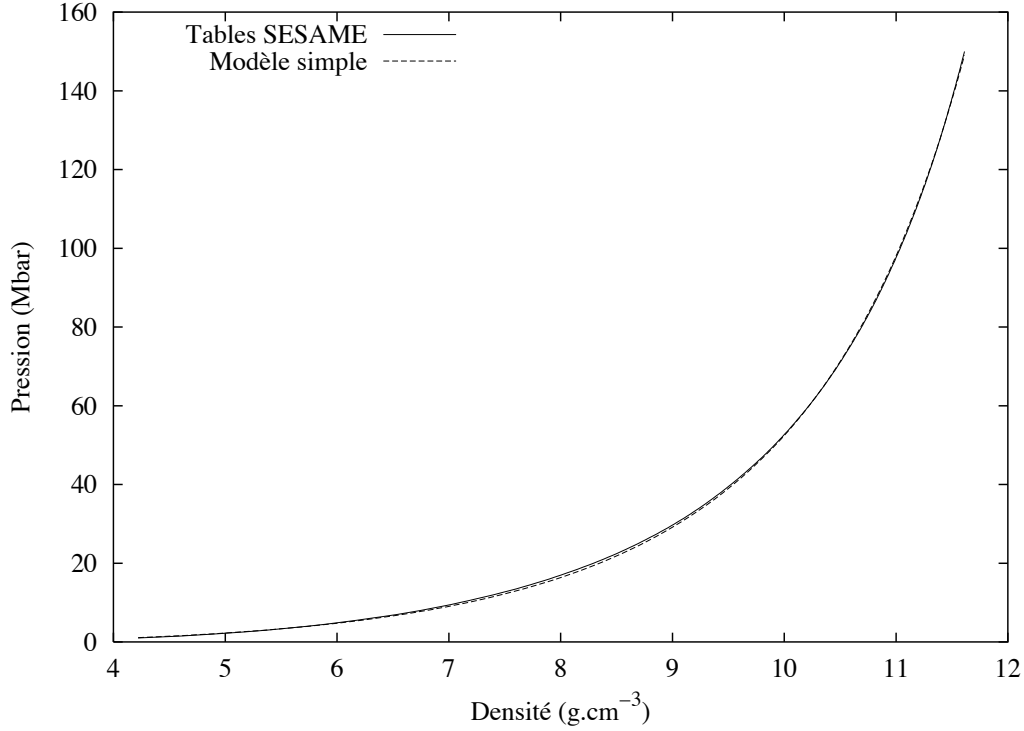


Fig. 2.22: Modèle simple de courbe d'Hugoniot pour l'aluminium

Puisque la vitesse du choc doit tendre vers c_0 pour un choc faible, une façon simple de faire le raccord entre les régimes de chocs faibles et forts est de supposer une relation linéaire comme

$$D = \frac{\sigma_\infty}{\sigma_\infty - 1} u + c_0.$$

Dans le cadre de cette description simpliste, les courbes d'Hugoniot seraient entièrement déterminées par la donnée de la vitesse du son c_0 dans les conditions standard, et de la compressibilité limite σ_∞ :

$$P_H - P_0 = \rho_0 c_0^2 \frac{\sigma(\sigma - 1)}{[1 - (\sigma - 1)/(\sigma_\infty - 1)]^2}. \quad (2.54)$$

Par exemple sur la figure 2.22, on compare les courbes d'Hugoniot de l'aluminium obtenues avec ce modèle simple et avec les tables SESAME. Les paramètres numériques du modèle simple sont $c_0 = 5,976 \text{ km.s}^{-1}$ et $\sigma_\infty = 5,74$. Les tables de référence donnent la vitesse du son dans l'aluminium comme étant de $(5,1 \pm 0,3) \text{ km.s}^{-1}$. L'aluminium est relativement bien décrit par ce modèle simple d'Hugoniot.

On a tracé sur la figure 2.23 les points expérimentaux de l'Hugoniot de l'eau, obtenus par Mitchell et Nellis. [69], la courbe théorique donnée par les tables SESAME, et la courbe donnée par la relation 2.53 avec les paramètres numériques $c_0 = 2,38 \text{ km.s}^{-1}$ et $\sigma_\infty = 3,96$, qui ont été choisis pour reproduire les mesures de Mitchell et Nellis. On note d'une part que la valeur de c_0 ne correspond pas à la valeur connue

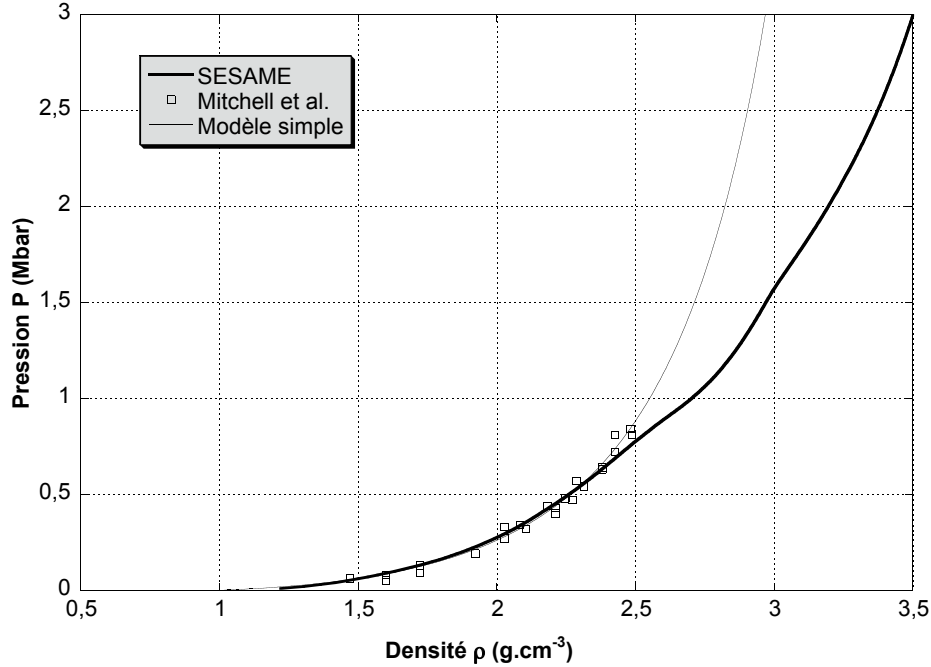


Fig. 2.23: Modèle simple de courbe d'Hugoniot pour l'eau

de la vitesse du son, et d'autre part que la courbe du modèle simple ne reproduit pas les détails prévus par les tables SESAME, et s'en écarte fortement pour des pressions supérieures à 1 mégabar.

Il est clair en effet que la relation 2.54 n'a que peu de contenu physique : on ne tient compte d'aucun phénomène comme un changement de phase du matériau, une dissociation moléculaire, l'ionisation du milieu, etc. À la limite, il est surprenant que cette relation analytique reproduise les mesures expérimentales avec seulement deux paramètres libres.

2.5.6 Équation d'état et courbes d'Hugoniot

Objectif: Ayant expliqué ce qu'est une onde de choc, et les relations de conservation, on replace maintenant ce type de transformation thermodynamique dans l'espace des phases. On discute notamment comment les différentes grandeurs thermodynamiques sont liées le long des courbes d'Hugoniot.

Comme on le sait, l'équation d'état est une surface. Les relations d'Hugoniot dérivées dans la section 2.5.3 sont une contrainte liant les paramètres du choc ; en d'autres termes, les relations d'Hugoniot décrivent une courbe sur la surface d'état.

La figure 2.24 représente la surface de l'équation d'état de l'eau telle que donnée par les tables SESAME. On y a tracé la pression en fonction de la densité et de la

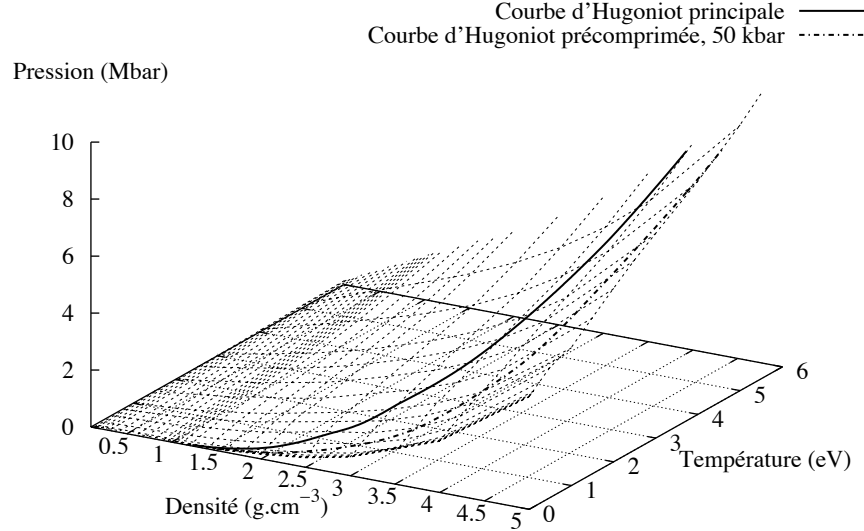


Fig. 2.24: Équation d'état de l'eau $f(P, \rho, T)$ d'après les tables SESAME

température. Les courbes tracées sur cette surface sont la courbe d'Hugoniot principale et la courbe d'Hugoniot précomprimée à 50 kbar. On a donc accès expérimentalement à une région restreinte de l'espace des phases.

Pour mesurer ces courbes, on doit d'une part mesurer pression et densité, mais aussi la température. En effet, les relations d'Hugoniot-Rankine ne nous donnent pas accès directement à la température.

Sur la figure 2.24, on a représenté la même équation d'état, mais avec les paramètres P, ρ, E . Pour mesurer par exemple la courbe d'Hugoniot principale, il suffit maintenant de mesurer pression et densité. On obtient alors l'énergie interne, la vitesse du choc et la vitesse fluide au moyen des relations d'Hugoniot-Rankine 2.38, 2.39 et 2.43.

Dans la section 2.3, on a discuté des équations d'état de manière générale, en ayant choisi ρ et T comme paramètres thermodynamiques. Or, la relation d'Hugoniot-Rankine stipule la conservation de l'énergie, mais ne donne aucune information directe sur la température. Lorsqu'on utilise cette relation, on travaille en fait avec les grandeurs thermodynamiques P, ρ et E , les vitesses D et u étant des paramètres du choc.

On voudrait pouvoir passer du système (P, ρ, E) , qui est celui utilisé implicitement par les relations d'Hugoniot-Rankine, au système (P, ρ, T) plus pratique pour décrire l'équation d'état et l'énergie libre du système. Pour cela, on utilise des relations thermodynamiques très générales, notamment la relation de cohérence thermodynamique 2.8, qui s'écrit

$$P - \rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho. \quad (2.55)$$

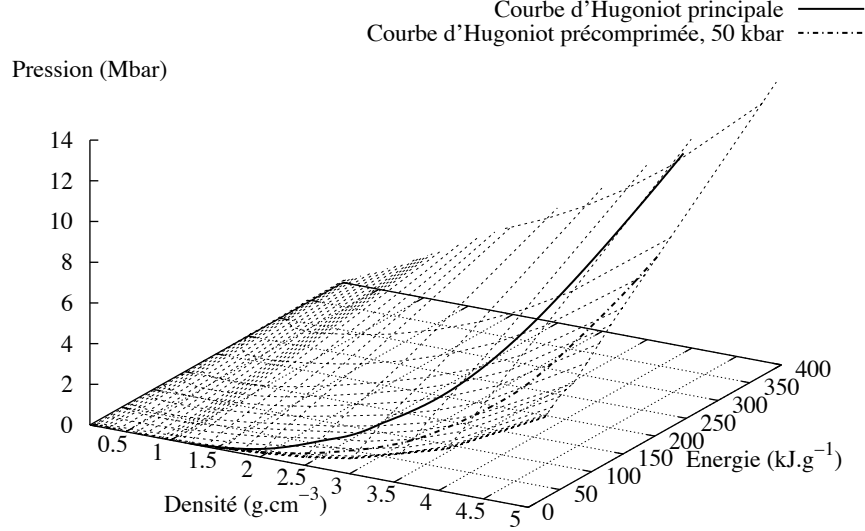


Fig. 2.25: Équation d'état de l'eau $f(P, \rho, E)$ d'après les tables SESAME

Lorsqu'on change de paramètres, on doit écrire que

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_T = \left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_P + \left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T,$$

et d'autre part

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T = - \left(\frac{\partial T}{\partial \rho}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho.$$

En remplaçant dans l'équation 2.55, on trouve que $T(\rho, P)$ est solution de l'équation différentielle linéaire suivante :

$$T(\rho, P) - \left[\rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_\rho \right] \left(\frac{\partial T}{\partial \rho}\right)_P + \left[\rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_P - P \right] \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_\rho = 0. \quad (2.56)$$

Formellement, ou bien numériquement, on peut résoudre cette équation ; on notera qu'elle est homogène, et que donc il faut imposer la température T_0 aux conditions standard.

Cependant, pour obtenir la température à partir des mesures de P, ρ et E , il faut mesurer ces trois grandeurs dans au moins une partie de l'espace des phases, et pas seulement le long d'une courbe. En effet, on doit évaluer les dérivées de l'énergie par rapport aux deux variables P et ρ . Il ne suffit pas pour cela de connaître l'énergie le long d'une courbe, mais sur une partie de la surface.

D'autre part, il est difficile de résoudre l'équation différentielle, même numériquement, si on ne dispose pas d'une mesure très précise de l'énergie en fonction de la pression et de la densité.

D'un point de vue théorique, il apparaît donc que la mesure de P , ρ et E sur une partie de la surface d'état suffit à obtenir la température, mais d'un point de vue pratique et expérimental, on doit mesurer la température en plus des grandeurs P , ρ et E .

Résumé: La mesure de la température est expérimentalement très importante, car on ne peut pas la déduire des autres grandeurs mesurées.

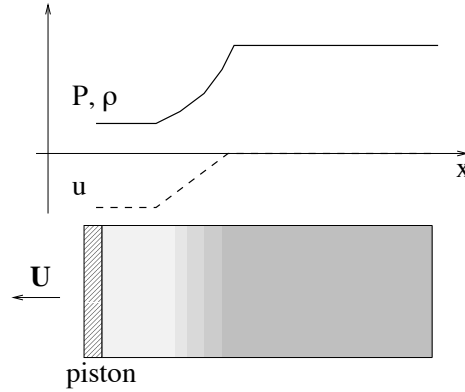


Fig. 2.26: Un piston crée une onde de raréfaction dans un fluide initialement au repos (P_0, ρ_0) . Le piston se déplace vers la gauche à la vitesse U .

2.5.7 Ondes de raréfaction

Objectif: On explique ce qu'est une onde de raréfaction, avant de discuter la traversée d'une interface par une onde de choc dans la section 2.6.2 page 56.

2.5.7.1 Cas du gaz parfait

Une onde de choc est la propagation d'un profil de pression (ou densité) croissant ; une onde de raréfaction est la propagation d'un profil de pression (ou densité) décroissant. On les appelle aussi ondes de relaxation.

Prenons l'exemple d'un piston se déplaçant vers la gauche à une vitesse $U(t)$ (cf. fig. 2.26). À cause de la conservation de la masse, la densité du fluide au voisinage du piston diminue, et cette modification du profil de densité se propage dans le fluide : comme la densité est plus faible, la pression est aussi plus faible au voisinage du piston ; il se crée une dépression qui «aspire» le fluide vers la gauche. Les variations de vitesse et de densité sont couplées.

On peut montrer que la solution pour une onde de raréfaction est autosimilaire, c'est-à-dire que les quantités ne dépendent que du rapport x/t . L'équation 2.32 s'écrit alors

$$x = (u + c_{(u)})t,$$

et si on prend l'exemple d'un gaz parfait, on utilise l'équation 2.37, et :

$$u(x, t) = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\frac{x}{t} - c_0 \right), \quad (2.57)$$

$$c(x, t) = c_0 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(\frac{x}{c_0 t} - 1 \right) \right]. \quad (2.58)$$

Comme l'écoulement est isentropique, $c^2 = \gamma P / \rho = c_0^2 (\rho / \rho_0)^{\gamma-1}$ de sorte que la densité vaut :

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{x}{c_0 t} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (2.59)$$

De l'équation 2.57, on voit que la «tête» de l'onde de raréfaction ($u = 0$) se propage à la vitesse c_0 , alors que la «queue» ($u = -U$) se propage à une vitesse c_1 plus petite que c_0 :

$$c_1 = c_0 - \frac{\gamma+1}{2} U.$$

La densité en aval de l'onde de raréfaction vaut

$$\rho_1 = \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{U}{c_0} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}},$$

et la pression

$$P_1 = P_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{U}{c_0} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.60)$$

2.5.7.2 Cas général

En explicitant l'invariant J_+ dans le cas général, on obtient que

$$\begin{aligned} 0 &= -U + \int_{C_+} c \frac{d\rho}{\rho} \\ U &= \int_{P_1}^{P_0} \left(-\frac{dV}{dP} \right)_S^{1/2} dP. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Cette relation ne peut s'expliciter que si l'on est capable de calculer l'isentropie du fluide, c'est-à-dire si on en connaît l'équation d'état.

Dans le cas du gaz parfait, on retrouve bien la relation 2.60 à partir de 2.61 :

$$U = c_0 \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right]$$

2.5.7.3 Application à notre cas particulier

Objectif: Dans le cadre de notre travail, nous rencontrons des ondes de relaxation lorsque le choc traverse l'interface entre deux matériaux, l'aluminium et l'eau (cf. section 2.6.2). On comprime d'abord l'aluminium par une onde de choc, puis lorsque le choc est transmis dans l'eau, qui est un milieu moins dense, l'aluminium se détend vers un état moins comprimé. On discute ici la compression puis la détente de l'aluminium, en prenant un exemple numérique.

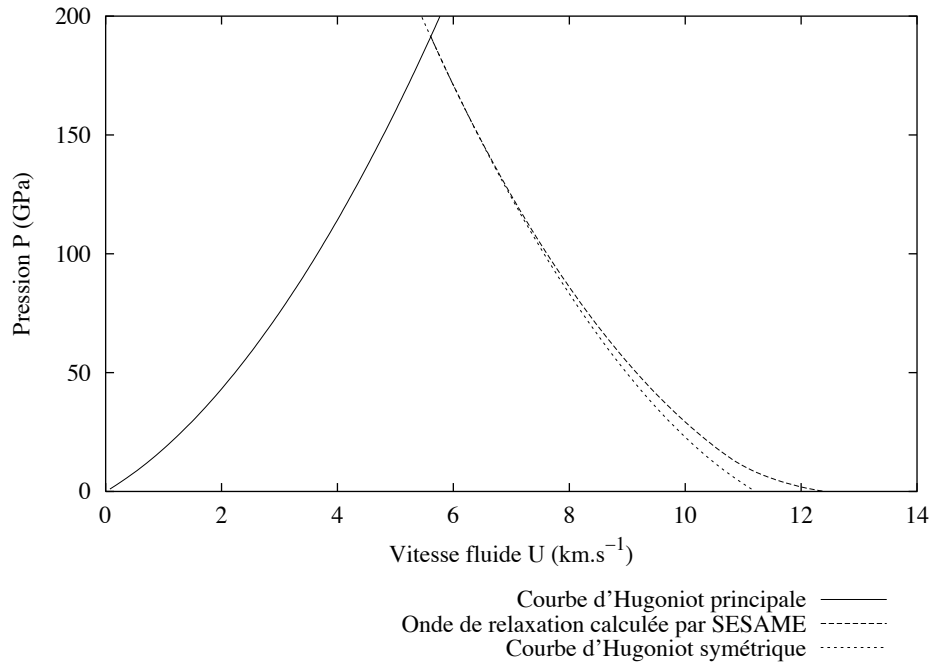


Fig. 2.27: Pression de relaxation en fonction de la vitesse du piston, calculée avec les tables SESAME pour l'aluminium.

On comprime l'aluminium par une onde de choc ; dans notre exemple, on a porté l'aluminium à une pression P_0 de 190 GPa et une densité de $4,85 \text{ g.cm}^{-3}$. La vitesse fluide en aval du choc est de $U_0 = 5,58 \text{ km.s}^{-1}$. Pour retrouver les résultats précédents, en particulier l'équation 2.60, il suffit de se placer dans le référentiel en translation uniforme à la vitesse U_0 ; dans ce référentiel, la vitesse initiale de l'aluminium est nulle, et lorsque le choc traverse l'interface, l'aluminium se détend vers un état moins comprimé. Tout se passe comme si un piston se déplaçait à une certaine vitesse U_1 dans le nouveau référentiel, c'est-à-dire à une vitesse $U = U_0 + U_1$ dans le référentiel du laboratoire.

La valeur de la vitesse U dépend directement de l'état vers lequel s'est détendu l'aluminium. En d'autres termes, elle dépend du matériau dans lequel le choc a été transmis. Pour l'instant on ne cherche pas à déterminer la valeur de U , mais à décrire l'ensemble des états vers lequel l'aluminium pourrait se détendre, étant entendu que dans la réalité un seul de ces états sera atteint. Cela revient donc à écrire la courbe de relaxation dans le plan $P - U$.

Dans un premier temps, on regarde la courbe calculée avec la relation 2.61 pour un matériau dont on connaît bien l'équation d'état, en l'occurrence l'aluminium. Ensuite, on fait des approximations pour obtenir une relation simple.

On a tracé sur la figure 2.27 l'ensemble des pressions de relaxation P_1 dans le cas de l'aluminium en fonction de la vitesse U du piston. Ces pressions ont été calculées avec les tables SESAME, en utilisant l'équation d'état connue de l'aluminium.

Toujours sur la même courbe, on a tracé l'Hugoniot symétrique, c'est-à-dire la

courbe d'Hugoniot principale $P_H(2U_0 - U)$. C'est une courbe qui passe par P_0, U_0 et qui s'obtient en faisant une symétrie axiale.

On voit que l'Hugoniot symétrique est proche de la courbe de détente, au moins initialement. Ceci signifie physiquement que si on comprime un matériau avec une onde de choc, puis qu'on le laisse se détendre - mais pas complètement - alors l'état thermodynamique atteint est presque celui qu'on aurait atteint directement avec une onde de choc de moindre intensité. On s'attend bien sûr à ce que ceci soit faux si on laisse le matériau se détendre complètement, c'est-à-dire si la pression revient à 0, puisque la compression par une onde de choc n'est pas isentropique, donc c'est pas un processus réversible.

Le fait que les courbes soient proches est encore dû au fait qu'une compression par onde de choc diffère d'une compression isentropique à l'ordre 3 seulement. En effet, si on remplace dans la relation 2.61 la dérivée à entropie constante par la dérivée le long de l'Hugoniot, on parcourt alors l'espace des phases le long de l'Hugoniot, mais à l'envers. On peut alors écrire que

$$U(P_1) \simeq U_0 + \int_{P_1}^{P_0} \left(-\frac{\partial V}{\partial P} \right)_H^{1/2} dP.$$

Le long de l'Hugoniot, on peut expliciter la dérivée du volume par rapport à la pression ; on trouve que

$$\left(-\frac{\partial V}{\partial P} \right)_H = \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{u^2}{P - P_0} \right).$$

Pour un choc faible, on peut écrire que

$$P - P_0 \simeq \rho_0 c_0 u,$$

de sorte que l'intégrale devient

$$\begin{aligned} \int_{P_1}^{P_0} \left(-\frac{\partial V}{\partial P} \right)_H^{1/2} dP &\simeq \int_{P_1}^{P_0} \frac{dP}{\rho_0 c_0} \\ &= \frac{P_0 - P_1}{\rho_0 c_0}, \end{aligned}$$

et au même niveau d'approximation

$$\rho_0 c_0 \simeq (P_0 - P_1)/(U_0 - U_H(P_1)),$$

où $U_H(P_1)$ est la vitesse fluide le long de l'Hugoniot principale, à la pression P_1 . La vitesse de détente U est alors donnée par

$$U(P_1) \simeq 2U_0 - U_H(P_1). \quad (2.62)$$

On retrouve ici la courbe d'Hugoniot symétrique.

2.6 Mesures d'équation d'état avec des ondes de choc

Objectif: On se propose de montrer comment les équations de conservation explicitées précédemment permettent de mesurer expérimentalement l'équation d'état d'un matériau comprimé dynamiquement.

Lors de la propagation d'une onde de choc dans un milieu dont les conditions initiales $(P_0, \rho_0, \epsilon_0)$ sont connues, cinq grandeurs inconnues décrivent le problème :

- 2 paramètres du choc : les vitesses de choc D et fluide u .
- 3 grandeurs thermodynamiques : pression, densité et énergie en aval de l'onde de choc $(P_1, \rho_1, \epsilon_1)$.

Les relations d'Hugoniot-Rankine constituent 3 équations reliant ces 5 grandeurs ; il nous faut donc connaître 2 grandeurs pour fermer le système d'équation.

2.6.1 Mesures absolues

Si l'on est capable de mesurer simultanément deux grandeurs au choix parmi les 5, alors on a déterminé entièrement l'état thermodynamique du matériau après le passage du choc. On a alors un point $(P_1, \rho_1, \epsilon_1)$ de l'équation d'état de ce matériau.

Passons en revue quelques exemples de mesures absolues.

2.6.1.1 Radiographie transverse

C'est la méthode utilisée par exemple par Collins et al. [32] dans les expériences de mesure de l'équation d'état de l'hydrogène.

Un diagnostic de radiographie transverse permet de mesurer D et u si l'hydrogène comprimé reste assez transparent. La différence de contraste permet de repérer la position du front de choc ; l'aluminium reste opaque. Si on résout temporellement avec une caméra à balayage de fente, on obtient la vitesse de choc et la vitesse fluide en mesurant les pentes sur l'image expérimentale (cf. fig. 2.28).

2.6.1.2 Diagnostics VISAR et cibles solides avec marche

C'est la méthode utilisée par Benuzzi-Mounaix et al. [20] : un choc est transmis dans une cible de fer avec une marche. Le diagnostic VISAR permet de mesurer la vitesse de détente lorsque le choc débouche, qui vaut approximativement $2u$. En mesurant les temps de débouché de choc de part et d'autre des marches, et sous l'hypothèse que le choc est stationnaire, on mesure ainsi la vitesse de choc.

2.6.2 Mesures relatives : la désadaptation d'impédance

Lorsqu'on n'est pas capable de mesurer simultanément deux grandeurs dans le même matériau, on peut mesurer une grandeur dans deux matériaux différents A et B.

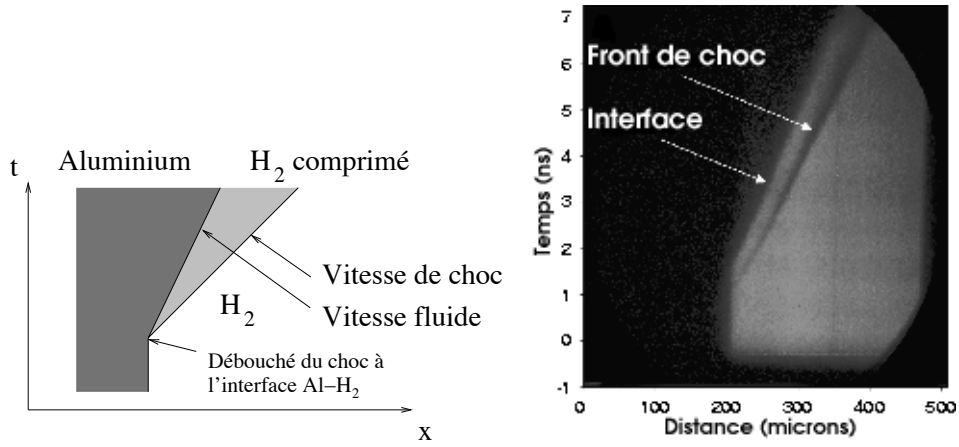


Fig. 2.28: Principe de la radiographie transverse : la vitesse fluide est mesurée par la position du piston (Aluminium) en fonction du temps. La vitesse du choc est mesurée par la position du front de choc, lorsque le matériau comprimé reste assez transparent. L'image expérimentale est tirée de [32].

Il faut pour pouvoir obtenir un point sur l'équation d'état de B que l'équation d'état du matériau A soit connue.

Le principe de la désadaptation d'impédance consiste à faire se propager un choc dans le milieu A, jusqu'à une interface avec le milieu B. Lorsque le choc arrive à l'interface, un choc est transmis dans le matériau B, et il y a nécessairement continuité de la pression et de la vitesse fluide à l'interface. On a deux cas de figure pour le milieu A :

1. (cf. fig. 2.29) la pression transmise dans B est inférieure à la pression du choc initial dans A. Le «déficit» de pression se propage dans A en sens inverse. C'est donc une onde de raréfaction qui se propage dans A.
2. (cf. fig. 2.30) la pression transmise dans B est supérieure à la pression du choc initial dans A. Cette surpression se propage alors dans A en sens inverse. On a une onde de choc réfléchie dans A.

Le cas de figure dans lequel on sera dépend de la position relative des courbes d'Hugoniot des matériaux A et B dans le plan (P, u) .

Dans le cadre d'un modèle simple de gaz parfait, avec un choc fort, l'équation 2.49 donne

$$P = \frac{\gamma + 1}{2} \rho_0 u^2.$$

Les courbes d'Hugoniot sont des paraboles dans le plan (P, u) . Si les coefficients γ_A et γ_B sont égaux, alors on aura une onde de relaxation si $\rho_0^B < \rho_0^A$ et une onde de choc réfléchie si $\rho_0^B > \rho_0^A$.

En effet, dans le premier cas le choc arrive dans un milieu moins dense et le matériau A relaxe vers un état moins comprimé. Dans le second cas, le choc arrive dans un milieu plus dense et se réfléchit à l'interface.

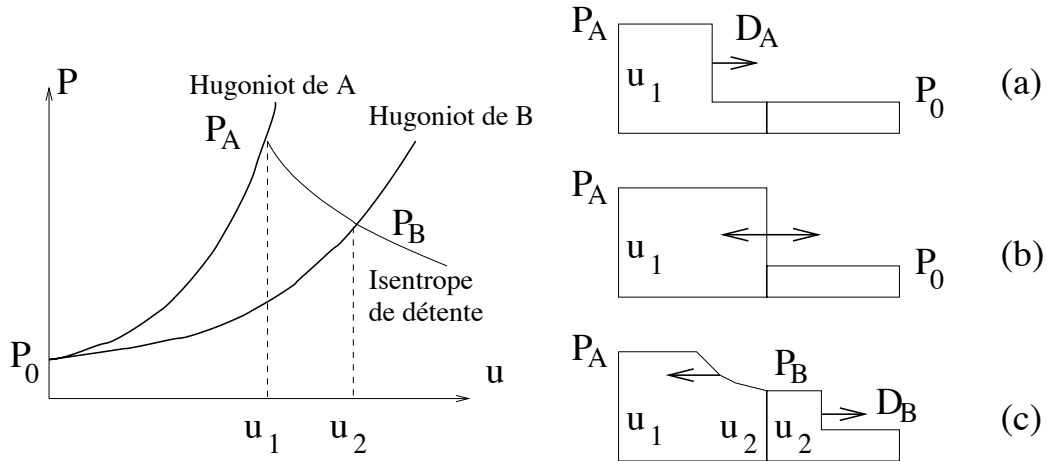


Fig. 2.29: Désadaptation d'impédance : cas où la pression transmise est inférieure à la pression incidente. Une onde de choc est transmise dans la matériau B, et une onde de raréfaction se propage en sens inverse dans le matériau A.

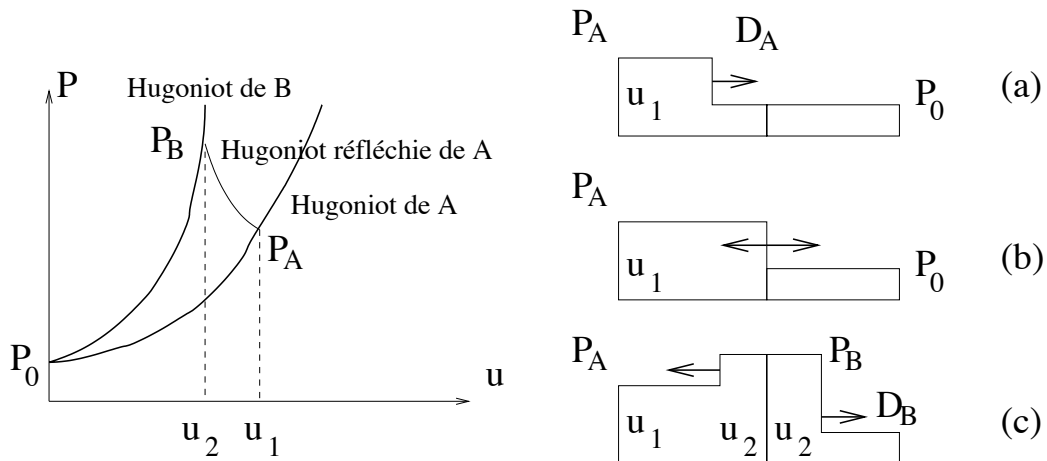


Fig. 2.30: Désadaptation d'impédance : cas où la pression transmise est supérieure à la pression incidente. Une onde de choc est transmise dans la matériau B, et une onde de choc réfléchie se propage en sens inverse dans le matériau A, qui est de nouveau comprimé.

Dans les deux cas, si on connaît l'équation d'état du matériau A, on est capable de calculer la courbe d'Hugoniot réfléchie ou la courbe isentropique partant du point (P_A, u_1) . On sait d'autre part que pression et vitesse fluide sont continues à l'interface ; la pression P_B et la vitesse fluide u_2 sont donc à l'intersection de la courbe d'Hugoniot réfléchie ou de la courbe isentropique avec l'Hugoniot principale du matériau B.

D'un point de vue formel, on a maintenant 6 grandeurs thermodynamiques inconnues (décrivant l'état comprimé de A juste après le passage du premier choc et l'état comprimé de B), et 4 paramètres de choc inconnus (ceux du choc incident dans A, et ceux du choc transmis dans B). On a deux ensembles de relations d'Hugoniot-Rankine pour les chocs incidents et transmis, donc a priori on a 10 inconnues et 6 équations.

Comme on connaît l'équation d'état de A, on a deux relations supplémentaires : une pour le choc incident et une pour l'onde de relaxation ou le choc réfléchi selon le cas. On a donc 10 inconnues et 8 équations, d'où la nécessité de mesurer encore deux grandeurs.

En mesurant un paramètre du choc dans A et un paramètre du choc dans B, on construit un point de l'Hugoniot du matériau B.

2.7 Générer une onde de choc avec un laser

Objectif: Décrire comment un laser de puissance peut générer une onde de choc dans un matériau, et expliciter les critères qui permettront une mesure précise de l'équation d'état du matériau comprimé par l'onde de choc.

2.7.1 Principe

Lorsqu'on irradie une cible solide avec un laser de puissance, l'interaction entre le laser et le solide conduit à une ionisation rapide de la surface : un plasma chaud est créé dans lequel le faisceau se propage, et qui va se détendre dans le vide. Comme l'impulsion est conservée, une onde de choc va se propager vers l'intérieur de la cible (cf. fig. 2.13).

Dans cette section, nous présentons de manière succincte les mécanismes d'absorption d'énergie, puis nous discutons les critères permettant d'obtenir une onde de choc de bonne qualité, c'est-à-dire permettant des mesures précises d'équation d'état.

On se limitera à nos conditions expérimentales, c'est-à-dire une intensité laser comprise entre 10^{13} et 10^{14} W.cm⁻², et une impulsion laser d'une durée inférieure à ou de l'ordre de la nanoseconde.

2.7.2 Absorption et conversion de l'énergie laser

La relation de dispersion d'une onde électromagnétique (ω, k) dans un plasma s'écrit de manière générale [62] :

$$k^2 = \frac{1}{c^2}(\omega^2 - \omega_P^2), \quad (2.63)$$

où ω_p est la fréquence plasma, qui dépend de la densité électronique n_e selon

$$\omega_P^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}. \quad (2.64)$$

Le laser en se propageant rencontre un profil de densité électronique croissant (cf. fig. 2.31), et donc lorsque la densité atteint la valeur de densité critique

$$n_c = \omega^2 \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (2.65)$$

$$= \frac{1,11485 \cdot 10^{21}}{(\lambda_{\mu\text{m}})^2} \text{ cm}^{-3} \quad (2.66)$$

le vecteur d'onde s'annule et le laser ne se propage plus. Dans notre cas $\lambda = 0,527 \mu\text{m}$, et $n_c = 4,01 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. La zone où la densité est inférieure à la densité critique, et où le laser se propage est appelée «couronne», ou zone d'interaction (cf. fig. 2.31 et 2.32).

2.7.2.1 Absorption résonnante

L'absorption résonnante se produit lorsqu'une onde électromagnétique polarisée p arrive en incidence oblique, et pénètre jusqu'à la densité critique, où elle interagit de manière résonnante ($\omega = \omega_P$) avec les électrons.

Il se forme une onde de plasma longitudinale au voisinage de la densité critique (du fait que l'onde électromagnétique a une composante longitudinale en $\sin \theta$), qui absorbe l'énergie laser. Les champs électriques associés à cette onde peuvent être beaucoup plus grands que ceux de l'onde électromagnétique du fait de la résonance, et peuvent accélérer des électrons à des vitesses suprathermiques. Ces électrons sont très pénétrants, et vont préchauffer le matériau à étudier, ce qui n'est pas souhaitable pour l'étude des équations d'état (on doit connaître avec précision l'état thermodynamique initial).

Des études théoriques [37] et expérimentales [38] ont montré que l'absorption résonnante reste négligeable devant l'absorption collisionnelle pour des intensités laser

$$I_{(\text{W.cm}^{-2})} \leq \frac{10^{14}}{\lambda_{(\mu\text{m})}^2},$$

ce qui est le cas de nos expériences.

2.7.2.2 Absorption collisionnelle

Dans notre régime d'intensité, le mécanisme dominant d'absorption de l'énergie laser est l'absorption collisionnelle, ou Bremsstrahlung inverse, qui est un processus à trois corps : un photon est absorbé lors de la collision entre un électron et un ion.

Si on fait l'hypothèse que les ions ne sont pas accélérés par l'onde électromagnétique, mais gardent un mouvement thermique désordonné avec une distribution maxwellienne des vitesses, alors on peut résoudre l'équation du mouvement des électrons. En faisant un bilan du flux d'énergie (théorème de Poynting), on obtient l'expression suivante :

$$\frac{dI_L}{dx} = -\alpha I_L,$$

qui décrit l'absorption de l'intensité laser. Le coefficient d'absorption α vaut

$$\alpha = \frac{\nu_{ei} \omega_P^2}{\omega^2 c \Re(n) [1 + (\nu_{ei}/\omega)^2]},$$

où n est l'indice optique ($n = \sqrt{1 - n_e/n_c}$) et ν_{ei} est la fréquence de collision électrons-ions.

La fréquence de collision électrons-ions s'obtient à partir de l'équation de Fokker-Planck [89] :

$$\nu_{ei} = 3,6 Z^2 n_i \frac{\log \Lambda}{T_e^{3/2}},$$

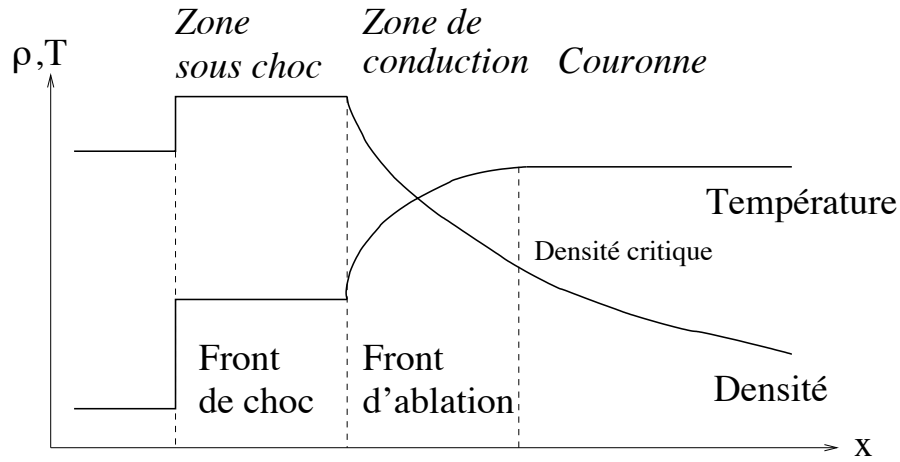


Fig. 2.31: Absorption de l'énergie laser pour un matériau léger ($Z < 10$) : l'énergie laser est absorbée dans la couronne, essentiellement au voisinage de la densité critique. La température y est de l'ordre du keV. Sous l'effet du chauffage, le plasma se détend vers le vide, et la pression générée se propage dans le solide.

où $\log \Lambda$ est le logarithme coulombien :

$$\log \Lambda = \log \frac{\lambda_D}{b_0}$$

λ_D la longueur de Debye, et b_0 le paramètre d'impact pour un angle de déflexion de 90° . Le logarithme coulombien vaut entre 5 et 10 pour un plasma créé par un laser [2].

Dans nos conditions $\nu_{ei} \ll \omega$, et le coefficient d'absorption prend la forme

$$\alpha = \frac{3,6 Z^2 n_i \omega_p^2 \log \Lambda}{T_e^{3/2} \omega^2 c \sqrt{1 - n_e/n_c}}.$$

On voit que ce coefficient augmente avec la densité du plasma, et diminue avec la température. Il est maximum au voisinage de la densité critique ; l'absorption de l'énergie laser se fait donc essentiellement au niveau de la densité critique.

2.7.3 Absorption de l'énergie par un matériau léger ($Z < 10$)

La figure 2.31 présente les profils de température et de densité pour un matériau ablateur léger (de numéro atomique $Z < 10$).

L'énergie laser est absorbée dans la couronne, essentiellement au voisinage de la densité critique. La température électronique y est de l'ordre du keV. Dans la zone de conduction, l'énergie est transportée vers l'intérieur du solide par conduction thermique électronique.

La matière dans la couronne et la zone de conduction est portée à des températures élevées, et se détend vers le vide. Du fait de la conservation de l'impulsion, cette détente vers le vide s'accompagne d'un flux de matière vers l'intérieur du solide. La densité

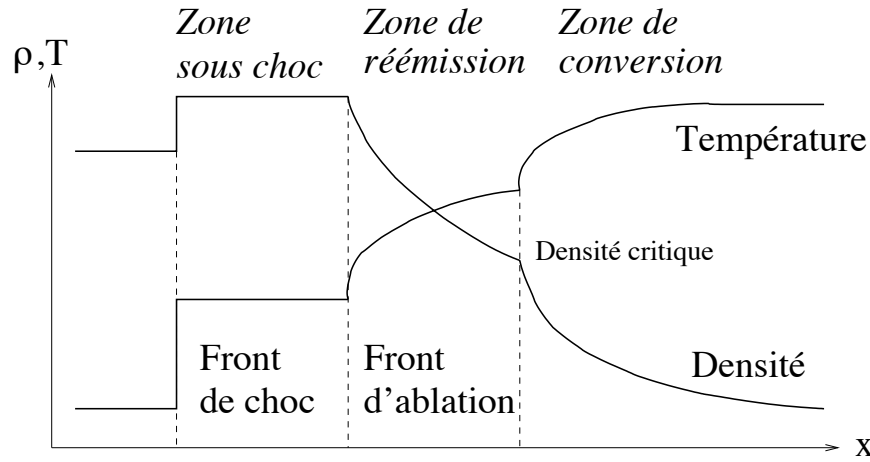


Fig. 2.32: Absorption de l'énergie laser pour un matériau lourd ($Z \geq 10$) : l'énergie laser est absorbée dans la zone de conversion, essentiellement au voisinage de la densité critique. La température y est de l'ordre du keV. Cette zone fortement chauffée émet un rayonnement X, qui est absorbé dans la zone de réémission. Une partie du rayonnement absorbé y est réémis à une fréquence plus basse. Le plasma chauffé se détend vers le vide, et la pression d'ablation se propage dans le solide.

devient alors supérieure à la densité du solide non perturbé, et de ce fait il se forme une onde de choc qui se propage vers l'intérieur du solide.

2.7.4 Absorption de l'énergie par un matériau lourd ($Z \geq 10$)

La figure 2.32 présente les profils de température et de densité pour un matériau ablateur lourd (de numéro atomique $Z \geq 10$).

Dans le cas d'un matériau lourd, le transport de l'énergie vers l'intérieur du solide ne se fait plus par conduction thermique, mais par émission et absorption de rayonnement X. En effet, la couronne est portée à des températures de l'ordre du keV, et la matière émet alors un rayonnement X. On peut montrer que le taux de conversion de l'énergie laser en rayonnement X est proportionnel à Z^{*3} , où Z^* est le degré moyen d'ionisation. La couronne est alors appelée zone de conversion.

Cette énergie est absorbée dans la zone de réémission, qui émet à son tour un rayonnement X moins énergétique, proche d'un rayonnement de corps noir.

Ce mécanisme est en compétition avec le transport thermique, et devient dominant pour les éléments lourds ($Z \geq 10$), puisque proportionnel à Z^{*3} .

Comme précédemment, la matière chauffée se détend vers le vide, et une onde de choc se propage vers l'intérieur du solide.

2.7.5 Formation de l'onde de choc

Un modèle [72] hydrodynamique montre que pour des intensités inférieures à une intensité critique

$$I_0(\text{W.cm}^{-2}) \simeq 2.10^{13} \lambda^{-5}(\mu\text{m}) \left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{3/2} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/4} \tau^{3/2}(\text{ns}), \quad (2.67)$$

la pression d'ablation est approximativement donnée par

$$P_a(\text{Mbar}) \simeq 11.6 \left(\frac{I_L(\text{W.cm}^{-2})}{10^{14}}\right)^{3/4} \lambda^{-1/4}(\mu\text{m}) \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \left(\frac{Z^* \tau(\text{ns})}{3.5}\right)^{-1/8}. \quad (2.68)$$

Si le matériau ablateur est par exemple de l'aluminium, et qu'on le suppose totalement ionisé, on a les valeurs numériques suivantes avec $\lambda = 0,527\mu\text{m}$ et $\tau = 0,6\text{ ns}$:

$$\begin{aligned} I_0 &= 1,6 \cdot 10^{15} \text{ W.cm}^{-2} \\ P_a &= 12,3 \left(\frac{I_L(\text{W.cm}^{-2})}{10^{14}}\right)^{3/4} \text{ Mbar} \end{aligned} \quad (2.69)$$

Dans nos conditions expérimentales, l'intensité maximale sur la cible est de l'ordre de $8.10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, de sorte qu'on peut s'attendre à des pressions d'ablation maximale de 10 Mbar.

2.7.6 Critères de qualité

Afin de pouvoir mesurer les paramètres d'équation d'état d'un matériau, il faut générer une onde de choc spatialement homogène, et stationnaire. Ainsi, le problème est simplifié par le fait qu'on ne doit pas considérer la dépendance spatiale et temporelle des paramètres.

D'autre part, il faut que l'état initial du matériau reste parfaitement connu.

2.7.6.1 Lissage optique

Lorsqu'on focalise le faisceau laser principal, la tache focale présente des points de surintensité, à cause de l'interférence du faisceau avec lui-même. Le profil d'intensité présente des tavelures (*speckles* en anglais), qui sont des surintensités locales, pouvant conduire à

- des instabilités hydrodynamiques,
- la formation d'un choc non plan,
- la génération d'électrons suprathermiques, qui vont préchauffer la cible.

Il est donc nécessaire de lisser optiquement le profil d'intensité laser.

La méthode la plus simple a été mise au point par Kato et al [53] ; on introduit juste après la lentille une lame de phase aléatoire (random phase plate, R.P.P.), constituée de zones carrées disposées aléatoirement, déphasant le faisceau de 0 ou π .

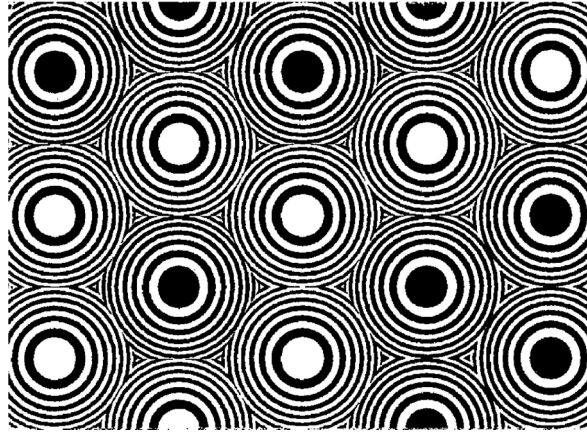
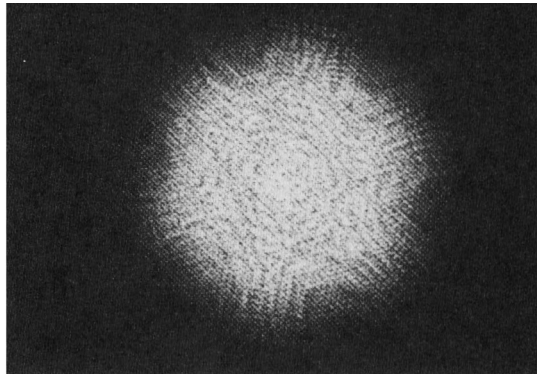
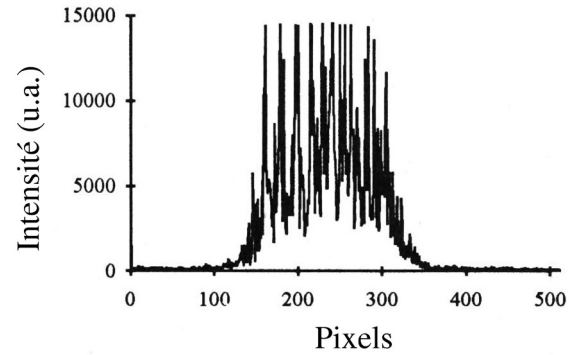


Fig. 2.33: Phase Zone Plates : les PZP sont un réseau de lentilles de Fresnel disposées de manière aléatoire. Les zones blanches et noires correspondent à un déphasage de 0 et π .



(a)



(b)

Fig. 2.34: Tache focale obtenue avec des lames PZP, d'après [21]. (a) : image expérimentale de la tache focale, et (b) : profil d'intensité. Le profil est globalement supergaussien, avec des pics de surintensités étroits.

Le profil d'intensité ainsi obtenu est globalement de type sinc, et le choc a un profil spatial parabolique.

Pour obtenir un profil de choc plan, on peut utiliser des Phase Zone Plates (P.Z.P.), qui sont une amélioration des R.P.P. : les zones carrées sont remplacées par des lentilles de Fresnel disposées sur un réseau hexagonal, et qui créent un déphasage de 0 ou π (cf. fig. 2.33).

Le profil obtenu est représenté sur la figure 2.34 ; le profil global est supergaussien, avec des surintensités étroites. Ces surintensités seront lissées par conduction thermique, et le profil spatial du choc sera plan.

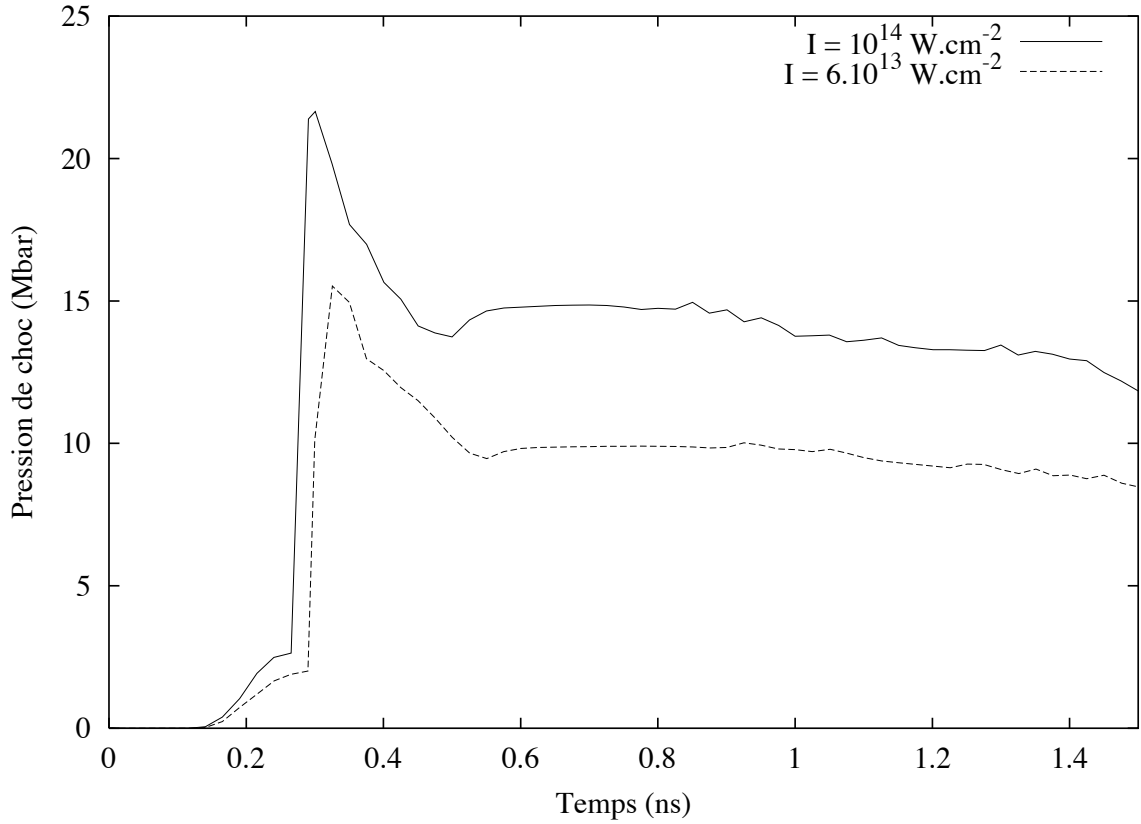


Fig. 2.35: Pression de choc dans l'aluminium d'après les simulations MULTI : on a tracé la pression du front de choc en fonction du temps, pour différentes intensités lasers.

2.7.6.2 Stationnarité du choc

En général on cherche à générer un choc stationnaire dans le temps, et pour cela on doit adapter les épaisseurs des différents matériaux constituant la cible aux paramètres du laser. Une impulsion laser longue génèrera un choc bien stationnaire.

Sur la figure 2.35, on a reporté la simulation de la propagation du choc dans l'aluminium, pour en vérifier la stationnarité. L'impulsion laser correspond à celle du LULI, c'est-à-dire une impulsion carrée de durée 600 ps. L'épaisseur de plastique de la cible est de $4 \mu\text{m}$, et une couche d'or de $0,2 \mu\text{m}$ est placée entre le plastique et l'aluminium. On voit que le choc dans l'aluminium reste stationnaire entre les temps 0,6 et 1,2 ns aussi bien pour une intensité de $6 \cdot 10^{13}$ que $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Ces temps correspondent environ aux positions $x = 10 \mu\text{m}$ et $x = 30 \mu\text{m}$ dans l'aluminium. Au-delà de $30 \mu\text{m}$, le choc commence à décroître.

Les simulations numériques nous indiquent que le choc dans l'aluminium sera stationnaire entre les positions 10 et $30 \mu\text{m}$. On peut donc choisir la marche d'aluminium entre ces positions, ce qui nous assure que la vitesse du choc restera constante lors de la traversée de la marche.

On peut donc choisir une marche d'aluminium de 20/25 ou 20/30 μm . On ne choisira pas une hauteur de marche plus importante, car le choc commence à décroître. On ne choisira pas non plus une épaisseur de la base moindre, car on augmenterait ainsi le préchauffage de l'eau.

2.7.6.3 Problèmes liés au préchauffage

On parle de préchauffage lorsque les conditions initiales du matériau à étudier sont modifiées avant le passage de l'onde de choc.

Les problèmes de préchauffage peuvent survenir (cf. fig. 2.36)

- si une partie de l'énergie laser se dépose sur le matériau qu'on veut étudier. C'est le cas lorsque le matériau ablateur est partiellement transparent (le plastique froid par exemple). On peut y remédier en déposant une fine couche d'un matériau opaque (aluminium, d'épaisseur typique 0,1 μm), qu'on appelle un anti *shine through*. Cette couche va absorber l'énergie laser durant les tous premiers instants de l'irradiation, s'évaporer, et va chauffer le plastique ablateur, qui devient alors opaque et absorbe l'énergie laser durant le temps restant de l'irradiation.
- si le matériau ablateur réémet une partie de l'énergie reçue sous forme de rayonnement X. Ce rayonnement sera alors absorbé par l'ensemble de la cible, y compris par le matériau à étudier, dont les conditions initiales seront perturbées. On peut minimiser ce phénomène en choisissant un matériau ablateur léger (plastique), car les matériaux de numéro atomique Z faible émettent peu de rayonnement. Si on utilise de plus une couche d'un matériau lourd (Au, Pt), cette couche va absorber la quasi totalité du rayonnement X émis par l'ablateur.

On ne peut pas supprimer complètement les problèmes dus au préchauffage, mais on peut réduire le préchauffage du matériau à étudier, jusqu'à rendre ses effets négligeables.

Préchauffage isochore

Objectif: Le préchauffage est essentiellement isochore si le matériau préchauffé est confiné. C'est le cas par exemple de nos cellules d'eau.

Prenons par exemple un gaz parfait avec les conditions suivantes :

Conditions initiales	État final
P_0, ρ_0	P_1, ρ_1
$P_0 + \delta P, \rho_0$	$P_1 + \Delta P, \rho_1$

En d'autres termes, on se demande de quelle quantité ΔP est déplacée la courbe d'Hugoniot à la densité ρ_1 si on change la pression initiale de δP . En écrivant que les deux ensembles d'états initiaux et finaux sont liées par une courbe d'Hugoniot 2.44, on trouve que

$$\frac{\Delta P}{P_1} = \frac{\delta P}{P_0}$$

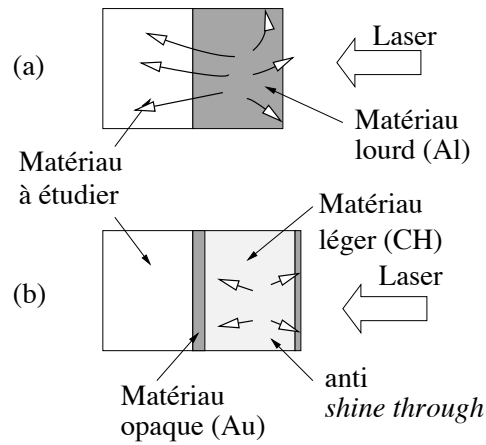


Fig. 2.36: Le préchauffage : dans le cas (a), le préchauffage est maximum : un matériau lourd absorbe l'énergie laser, et émet un rayonnement X fort, qui préchauffe le matériau à étudier. Dans le cas (b), le préchauffage est très atténué : un matériau léger absorbe l'énergie laser, et le peu de rayonnement X émis est absorbé par le matériau opaque. L'anti *shine through* évite que le laser irradie directement le matériau lourd lors des premiers instants, où le plastique est transparent.

c'est-à-dire que l'erreur relative sur la condition initiale de pression est propagée sur l'état final.

Dans notre cas, l'eau est préchauffée à des températures qui peuvent atteindre au pire 0,2 à 0,3 eV. On a tracé sur les figures 2.37 et 2.38 la courbe d'Hugoniot partant de l'état préchauffé à 0,3 eV et de densité standard.

Préchauffage isobare

Objectif: Le préchauffage est essentiellement isobare si le matériau préchauffé est libre. C'est le cas par exemple d'une feuille d'aluminium ou de fer dont la surface arrière est libre.

On se demande de quelle quantité $\Delta\rho$ est déplacée la courbe d'Hugoniot à la pression P_1 si on modifie la densité initiale de la quantité $\delta\rho$:

Conditions initiales	État final
P_0, ρ_0	P_1, ρ_1
$P_0, \rho_0 + \delta\rho$	$P_1, \rho_1 + \Delta\rho$

On trouve de manière similaire

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_1} = \frac{\delta\rho}{\rho_0},$$

c'est-à-dire que l'erreur relative sur la densité est propagée à l'état final.

On admettra qu'en général le préchauffage propage l'erreur relative sur les conditions initiales à l'état final.

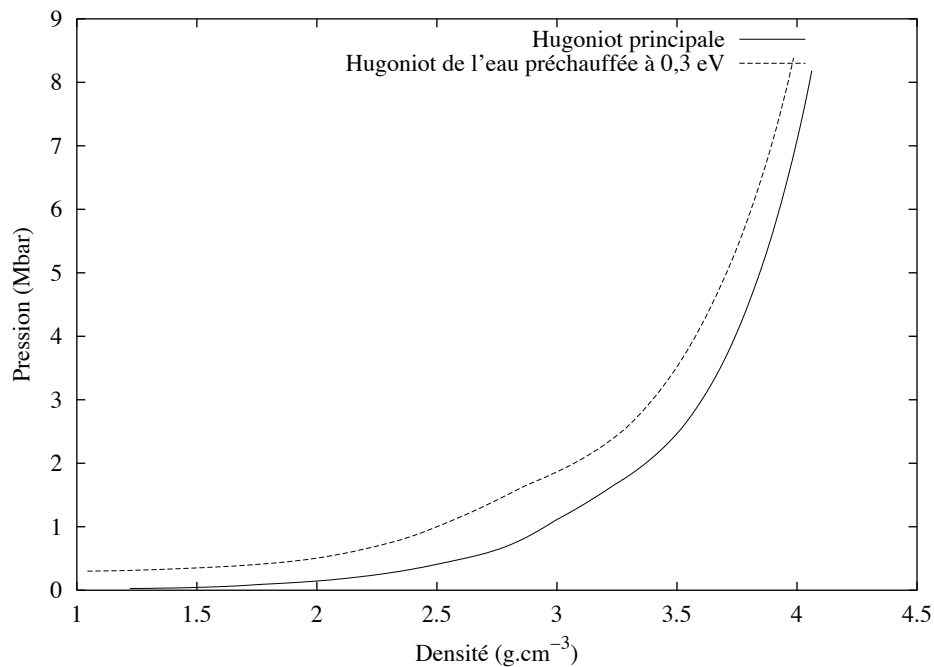


Fig. 2.37: Hugoniot partant d'un état préchauffé à 0,3 eV.

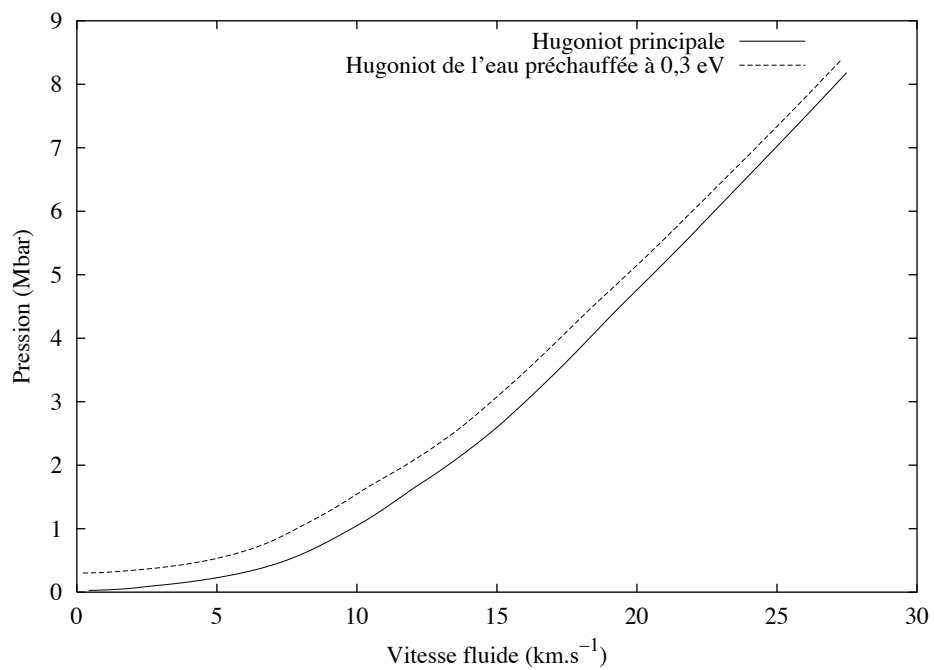


Fig. 2.38: Hugoniot partant d'un état préchauffé à 0,3 eV.

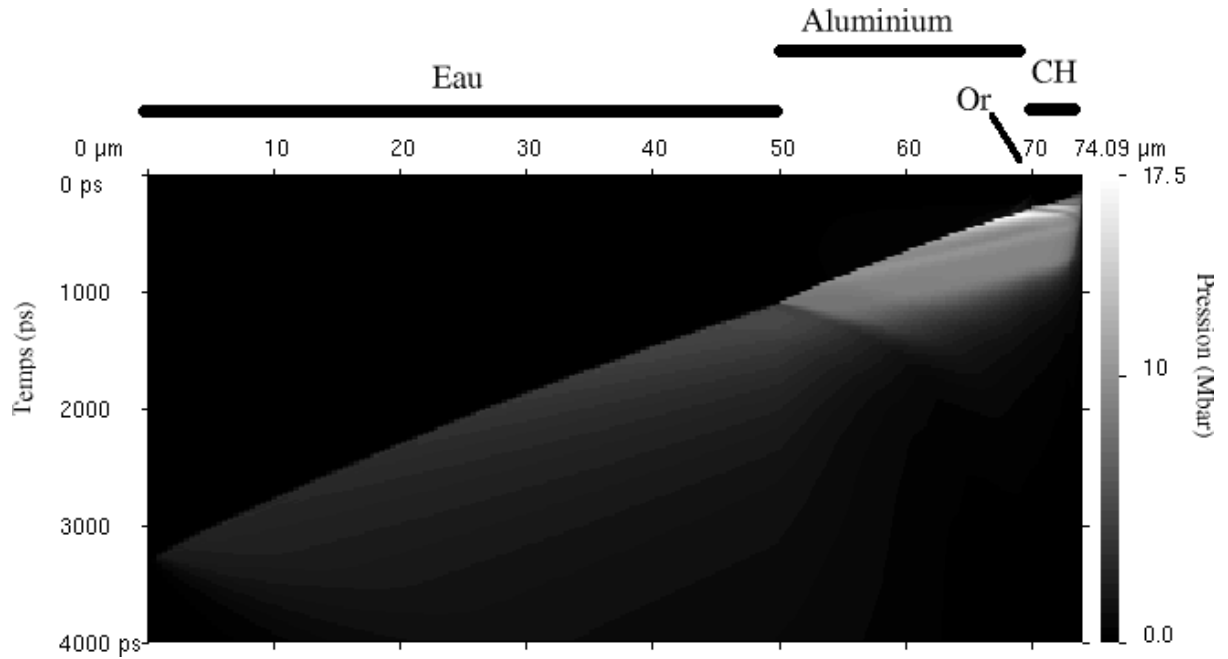


Fig. 2.39: Pression dans la cible d'après les simulations MULTI.

2.7.6.4 Utilisation des simulations numériques

Les simulations numériques 1D sont entre autres utilisées lors de la conception des cibles, avant de réaliser l'expérience. On fait une série de simulations en faisant varier les paramètres de la cible (épaisseurs des différentes couches) et l'intensité laser, afin de déterminer quels paramètres permettent d'obtenir un choc stationnaire avec peu de préchauffage.

On utilise pour les simulations le code MULTI-1D [83], modifié par N. Grandjouan [42]. C'est un code hydrodynamique radiatif lagrangien unidimensionnel.

La figure 2.39 est un exemple de simulation numérique pour une cible formée de 50 μm d'eau, 20 d'aluminium et 4 de plastique. L'intensité du laser est de $6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. On a représenté la pression dans la cible en fonction du temps et de l'espace, dans un système de coordonnées lagrangiennes, c'est-à-dire où une cellule est considérée comme fixe¹. À la position $x = 50 \mu\text{m}$, le choc (qui se propage de la droite vers la gauche sur la figure) rencontre l'interface aluminium-eau : un choc est transmis dans l'eau et une onde de relaxation se propage en sens inverse dans l'aluminium.

Sur la figure 2.40, on regarde plus en détail la pression dans l'eau pour la même simulation.

Sur la figure 2.41, on a tracé la température dans l'eau pour la même simulation que les figures 2.39 et 2.40. La température est reportée en eV, sur une échelle logarithmique. Ceci permet de voir le phénomène de préchauffage : au temps $t \simeq 200 \text{ ps}$, la température augmente dans la zone proche de l'interface avec l'aluminium. L'eau

¹ Rappel : dans une description lagrangienne, on suit une particule fluide au cours de l'écoulement. Dans une description eulérienne, on regarde la vitesse de l'écoulement en un point donné.

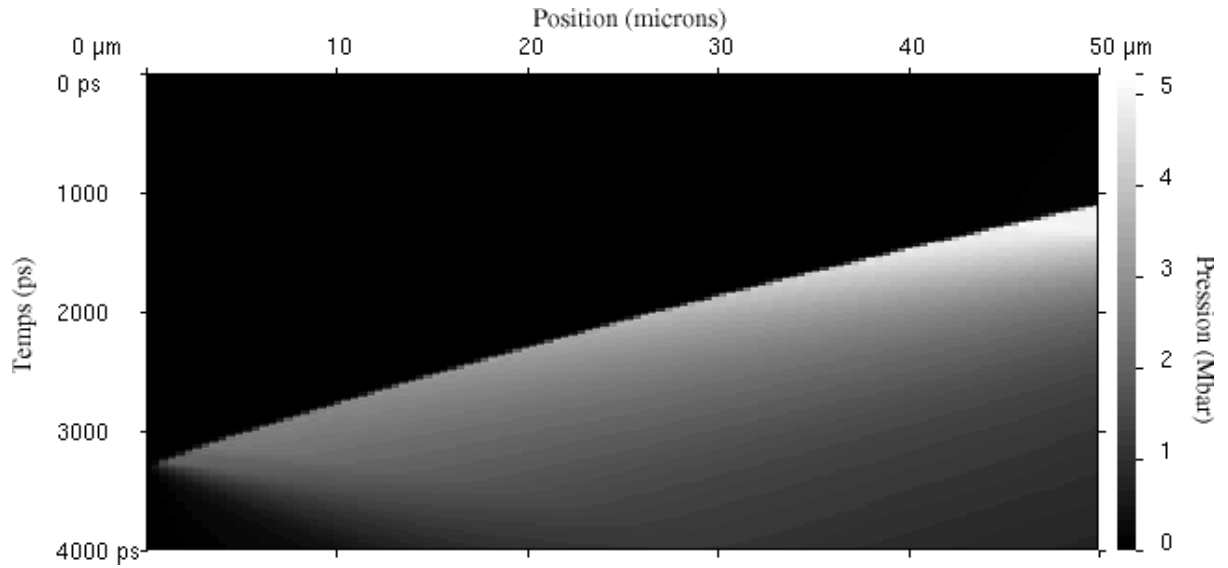


Fig. 2.40: Pression dans l'eau d'après les simulations MULTI.

est préchauffée jusqu'à une température d'environ 0,5 eV ; la pression initiale correspondante est de 0,11 Mbar, et la densité initiale est la même que la densité standard. Le choc ne débouche dans l'eau qu'au temps $t \simeq 1000$ ps, et la température du choc est de l'ordre de 4 eV.

Sur la figure 2.42, on a reporté la température maximale atteinte dans l'eau avant l'arrivée du choc, pour différentes épaisseurs de cibles et intensités du laser. Dans ces simulations, on a introduit une couche d'or d'épaisseur variable, afin d'atténuer le préchauffage. L'intensité sur cible vaut $I = 6.10^{13}$ ou $I = 10^{14}$ W.cm⁻², la couche de plastique fait 4 μ m d'épaisseur, l'aluminium 20, et la couche d'or (matériau opaque) varie de 0,1 à 1 μ m. Une épaisseur de 0,2 μ m d'or suffit à limiter le préchauffage à des valeurs acceptables (0,2 eV soit 2.000 K avec l'intensité laser maximum), et cette couche ne perturbe pas notablement l'hydrodynamique. En effet, la simulation avec 1 μ m d'or montre que lorsque le choc traverse les interfaces plastique - or - aluminium, les réflexions multiples du choc conduisent à en dégrader la stationnarité.

Résumé: Les simulations numériques permettent de choisir les paramètres des cibles pour optimiser la stationnarité du choc et l'atténuation du préchauffage

Dans nos conditions expérimentales, le préchauffage d'une cible d'eau peut être assimilé à un chauffage isochore. En effet, l'eau est confinée dans la cellule : la température et la pression augmentent, mais la densité reste pratiquement égale à la densité standard. Si le préchauffage est limité à une valeur comme 0,1 ou 0,2 eV, alors la pression initiale sera de l'ordre de 10 à 50 kbar. L'erreur en pression pour une pression finale de 5 Mbar est de 1 %.

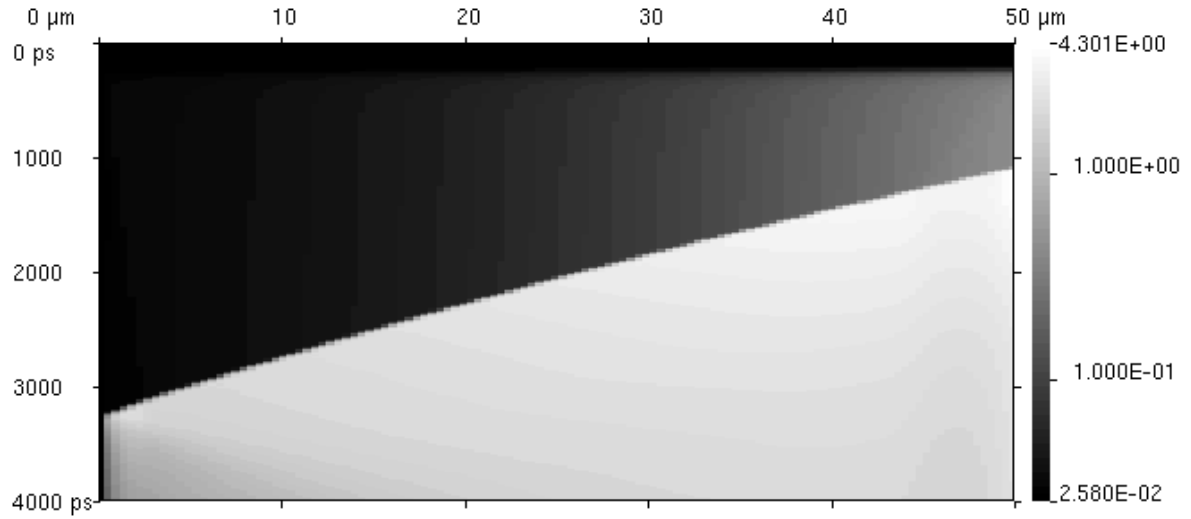


Fig. 2.41: Température dans l'eau d'après les simulations MULTI, en eV (échelle logarithmique) : en haut, on voit le préchauffage de l'eau ; en bas, la température est celle de l'eau sous choc.

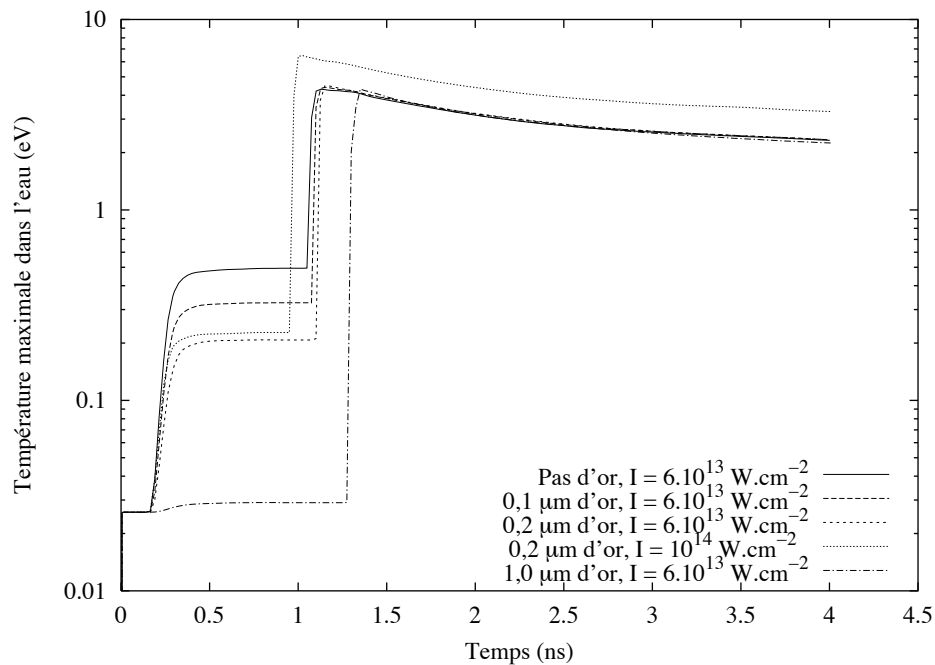


Fig. 2.42: Préchauffage de l'eau d'après les simulations MULTI : on a tracé la température maximale atteinte dans l'eau en fonction du temps, pour différentes cibles et intensités laser.

3. DISPOSITIF ET DIAGNOSTICS EXPÉRIMENTAUX



Fig. 3.1: Photo de la chambre d'interaction du LULI

Objectif: On décrit dans ce chapitre les dispositifs utilisés durant les campagnes expérimentales sur l'équation d'état de l'eau. On discute ensuite les cibles utilisées, en détaillant leurs paramètres physiques importants. Enfin dans une troisième partie on s'intéresse aux diagnostics utilisés : la mesure de la vitesse de choc avec le diagnostic d'émissivité, puis avec les diagnostics interférométriques VISARS, et enfin le diagnostic de pyrométrie pour la mesure de la température.

3.1 Chambre d'interaction

La chambre d'interaction (cf. par exemple la photo de la figure 3.1) est mise sous vide pour éviter le claquage dans l'air lors de la focalisation du laser. Celle du LULI est portée à une pression de quelques 10^{-3} mbar, soit quelques 0,1 Pa.

S'il n'existe pas de sas permettant d'introduire la cible dans l'enceinte d'interaction lorsque celle-ci est sous vide, on doit ouvrir l'enceinte à chaque fois qu'on place une nouvelle cible, et pomper de nouveau l'air qui y est contenu. C'est le cas par exemple de l'installation du Rutherford Appleton Laboratory. On imagine bien que si l'enceinte est de dimension importante, comme au LULI, l'utilisation d'un sas devient obligatoire en raison du temps nécessaire au pompage du volume d'air.

Différents hublots incorporés à la structure de la chambre permettent d'une part de focaliser le laser de puissance dans le centre de la chambre, et d'autre part d'utiliser les différents diagnostics.

3.2 Caractéristiques des lasers

Objectif: On décrit ici les lasers de puissance utilisés lors des campagnes expérimentales : le laser Phébus, celui du LULI et le laser Vulcan. On décrit également les dispositifs expérimentaux des différentes campagnes, c'est-à-dire le système de reprise d'image et les diagnostics. Le principe des diagnostics est détaillé dans les sections 3.4 et 3.5.

3.2.1 Phébus

C'est le laser du centre du C.E.A. de Limeil-Valenton, qui a été fermé en septembre 1999. Il a été utilisé en juin 1999 pour réaliser les premières expériences de mesure d'équation d'état de l'eau par choc laser. C'était à l'époque le laser français le plus puissant, et parmi les premiers laser mondiaux.

Nous utilisons un bras du laser dans le second harmonique (526 nm), avec une impulsion carrée de 4 ns et une énergie maximale de 2 kJ. Le faisceau était lissé par des K.P.P. (Kinoform Phase Plates [36]), et la tache focale était de $900 \times 600 \mu\text{m}$ (cf. fig. 3.2). L'intensité maximale sur cible est alors de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

L'énergie importante du faisceau et sa durée temporelle imposent des cibles relativement épaisses (de l'ordre de la centaine de μm), comme on le verra dans la section 3.3.

Le faisceau sonde avait une longueur d'onde de 1.064 nm, et une impulsion de 8 ns. L'énergie du faisceau sonde est de l'ordre de quelques millijoules.

La figure 3.2 présente le système de reprise d'image :

- d'une part, l'émission propre de la face arrière de la cible est enregistrée par une caméra à balayage de fente (diagnostic passif). Le grandissement optique est $G = 14$, la résolution spatiale est de $8 \mu\text{m}$ et la résolution temporelle est de 20 ps.
- d'autre part, le laser sonde à ω (1064 nm) est injecté dans le système optique par une lame séparatrice. Il se réfléchit sur la surface arrière de la cible, et deux autres lames séparatrices divisent le faisceau vers deux VISARS de sensibilités différentes (21,7 et $7,0 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$). Les VISARS sont couplés à des caméras à balayage de fente qui enregistrent le signal dans le temps. Le grandissement optique est $G = 28$, ce qui donne une résolution spatiale sur la cible de $4 \mu\text{m}$. La résolution temporelle est de 40 ps.

Les VISARS (cf. sec. 3.5) sont des diagnostics actifs : ils mesurent par interférométrie l'effet Doppler lors de la réflexion du laser sonde sur la face arrière de la cible. On peut en déduire la vitesse de la surface sur laquelle s'est réfléchi le laser, en mesurant le déplacement des franges de l'interférogramme. La sensibilité du VISAR s'exprime en km.s^{-1} par frange.

Comme on le verra dans la section 3.5.5, la sensibilité des VISARS est divisée par l'indice optique de l'eau froide dans le cas où l'eau est métallisée (équation 3.43). En

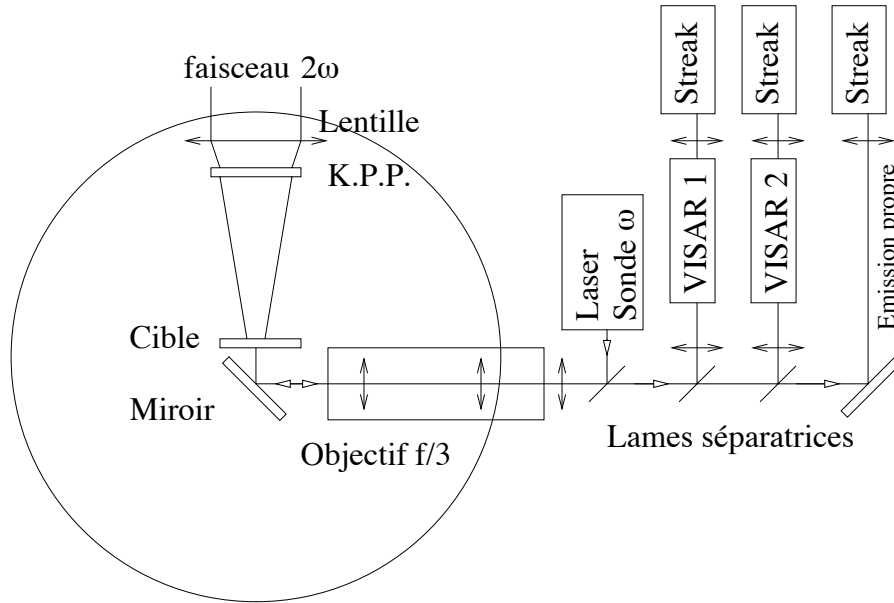


Fig. 3.2: Schéma du dispositif expérimental Phébus : le faisceau principal à 526 nm est focalisé sur la cible et lissé par des K.P.P. Un faisceau sonde à 1064 nm est envoyé en face arrière de la cible, et sa réflexion est envoyée vers les deux diagnostics VISARS. Une troisième caméra à balayage de fente enregistre le signal d'émissivité.

prenant la valeur $n = 1,324$ à $\lambda = 1064$ nm, on obtient comme sensibilités des VISARS 15,9 et 5,3 km.s⁻¹.frange⁻¹.

3.2.2 LULI

On utilise trois des six faisceaux de la chaîne nanoseconde du LULI, avec une énergie maximale totale à 2ω de 100 J. L'impulsion est carrée, d'une durée de 600 ps. Les faisceaux sont lissés par des PZP, et la tache focale est circulaire de diamètre 400 μ m. L'intensité maximale sur cible est alors de 8.10^{13} W.cm⁻².

La durée plus courte de l'impulsion ainsi que la moindre énergie disponible imposent d'utiliser des cibles plus minces, dont l'épaisseur typique est de l'ordre de la dizaine de μ m. Si on utilisait des cibles plus épaisses, le choc ne serait plus stationnaire lors de sa propagation dans l'ensemble de la cible.

Lors de la première campagne d'expériences en juillet 2000, nous avons utilisé le dispositif expérimental de la figure 3.3. Il est très similaire à celui de la campagne précédente à Limeil :

- l'émission propre est enregistrée par une caméra à balayage de fente devant laquelle est placée un filtre rose, qui coupe la longueur d'onde du laser sonde (532 nm). La sensibilité temporelle est de 3,39 ps/pixel.
- le second harmonique du laser sonde (532 nm) est injecté par une lame séparatrice, et se réfléchit sur la surface arrière de la cible. Puis, il est divisé par deux

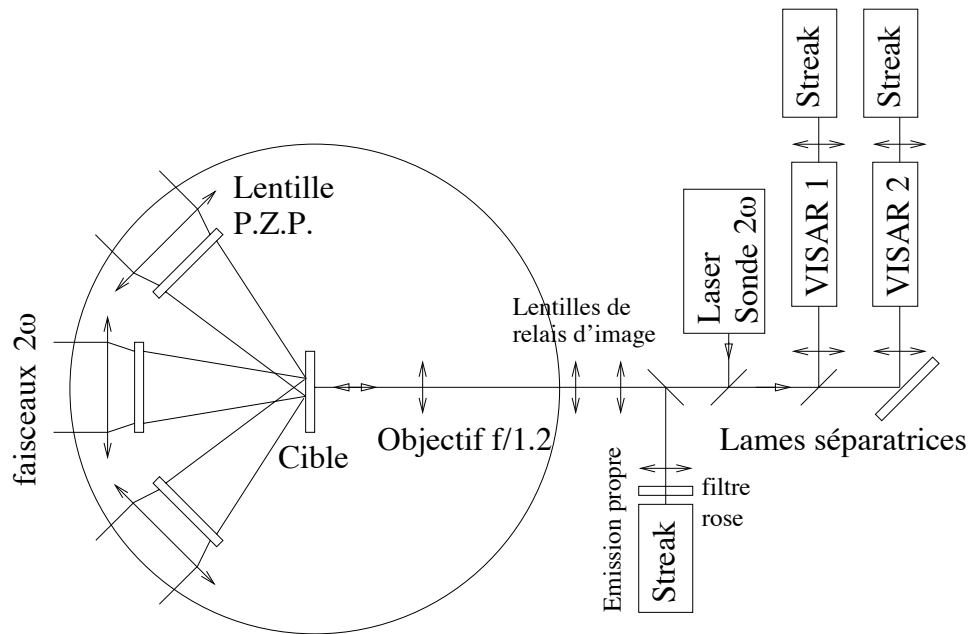


Fig. 3.3: Schéma du dispositif expérimental au LULI en juillet 2000 : les trois faisceaux à 527 nm sont lissés par des P.Z.P. et focalisés sur la cible. Un faisceau sonde à 532 nm est envoyé sur la face arrière de la cible, et sa réflexion est imagée vers les deux diagnostics VISARS. Une troisième caméra à balayage de fente enregistre le signal d'émissivité.

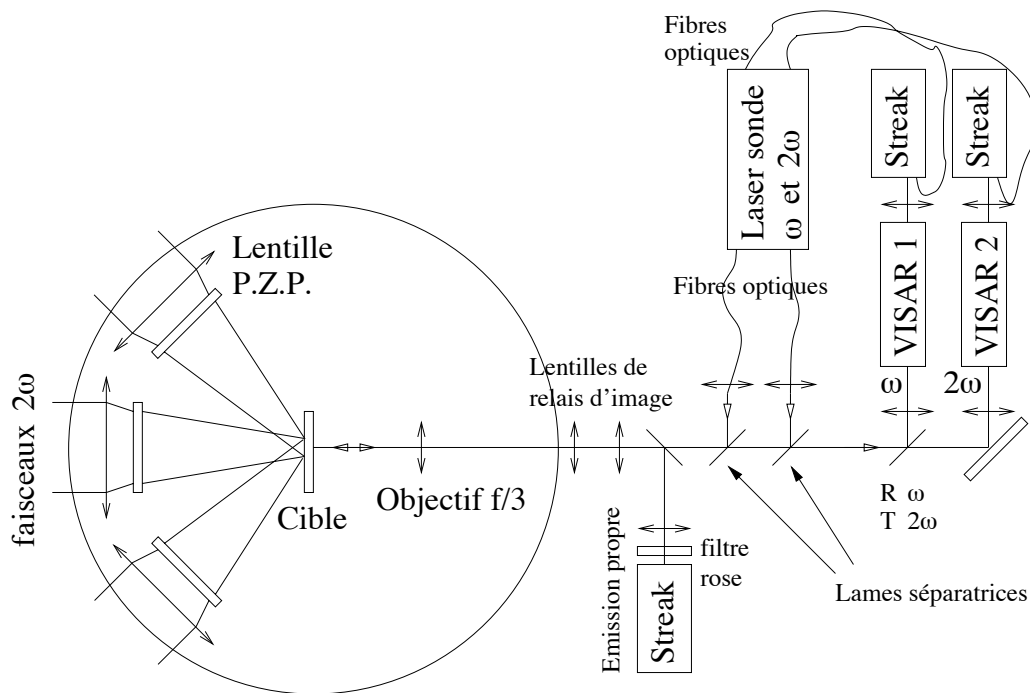


Fig. 3.4: Schéma du dispositif expérimental au LULI en février 2002 : les trois faisceaux à 527 nm sont lissés par des P.Z.P. et focalisés sur la cible. Deux faisceaux sondes à 532 et 1064 nm sont envoyés sur la face arrière de la cible, et leur réflexion est imagée vers les deux diagnostics VISARS. Une troisième caméra à balayage de fente enregistre le signal d'émissivité.

autres lames, et envoyé vers deux diagnostics VISARS dont les sensibilités sont $3,25$ et $16,0 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$. Les résolutions temporelles sont respectivement $9,13$ et $11,83 \text{ ps/pixel}$.

Notons que l'ouverture de l'objectif utilisé en juillet 2000 ($f/1,2$) est légèrement trop grande pour garantir l'absence de réflexions parasites dans le système de reprise d'image (cf. section 3.3.2.1 page 84).

En février 2002, le dispositif a été modifié (cf. fig. 3.4). La principale modification est l'utilisation de deux longueurs d'onde différentes pour les diagnostics VISARS. D'autre part, on utilise un objectif d'ouverture plus petite ($f/3$) pour s'affranchir des réflexions parasites.

On focalise la longueur d'onde principale (ω) et la première harmonique (2ω) du laser sonde à l'entrée de deux fibres optiques, puis on injecte séparément les deux faisceaux dans le système optique. Ils se réfléchissent sur la surface arrière de la cible, et sont séparés par une lame qui réfléchit la longueur d'onde ω et transmet 2ω . Le faisceau à ω est envoyé vers un VISAR de sensibilité $6,7 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$, et le signal est enregistré par une caméra à balayage de fente avec une résolution temporelle de $10,4 \text{ ps/pixel}$. Le faisceau à 2ω est lui envoyé vers un VISAR de sensibilité $11,9 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$ et la caméra qui enregistre le signal a une résolution temporelle de $11,9 \text{ ps/pixel}$.

Deux autres fibres prélèvent une partie des faisceaux, et les transportent directement à l'entrée des caméras à balayage de fente. Le signal ainsi enregistré sur la caméra s'appelle un fiducial ; il sert

- d'une part à contrôler que le laser sonde a bien fonctionné dans le cas où on obtiendrait une image expérimentale sans signal (noire) à partir des VISARS. La cause de l'absence de signal serait alors à chercher ailleurs.
- d'autre part à avoir un signal de référence pour le laser sonde, c'est à dire l'intensité et la position temporelle du signal du laser sonde sur l'image expérimentale. Il est possible en effet que le laser sonde émette à des temps légèrement différents d'un tir à l'autre. Ce phénomène, qu'on appelle *jitter*, est dû à la non-linéarité des processus à l'origine de l'émission laser. On sait que le laser émettra de la lumière un certain temps après le signal de déclenche électrique, et ce temps peut varier légèrement d'un tir à l'autre.

3.2.3 Vulcan

Le laser Vulcan du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) au Royaume-Uni est depuis la fermeture du laser Phébus le plus puissant laser nanoseconde européen. La salle d'expérimentation est représentée sur la photo de la figure 3.5.

L'énergie maximale après conversion à 2ω est de 750 J . L'impulsion est carrée et a une durée de 4 nanosecondes . Il y a un faisceau principal d'énergie maximale 150 J , placé perpendiculairement à la cible, et six faisceaux d'énergie 100 J , disposés symétriquement sur la surface d'un cône (cf. fig. 3.7).

Les faisceaux sont lissés par des PZP (les PZP ont été développées au RAL [21]), et la tache focale a une dimension de $400 \times 600 \mu\text{m}$. L'intensité maximale sur cible est donc de $8.10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$.

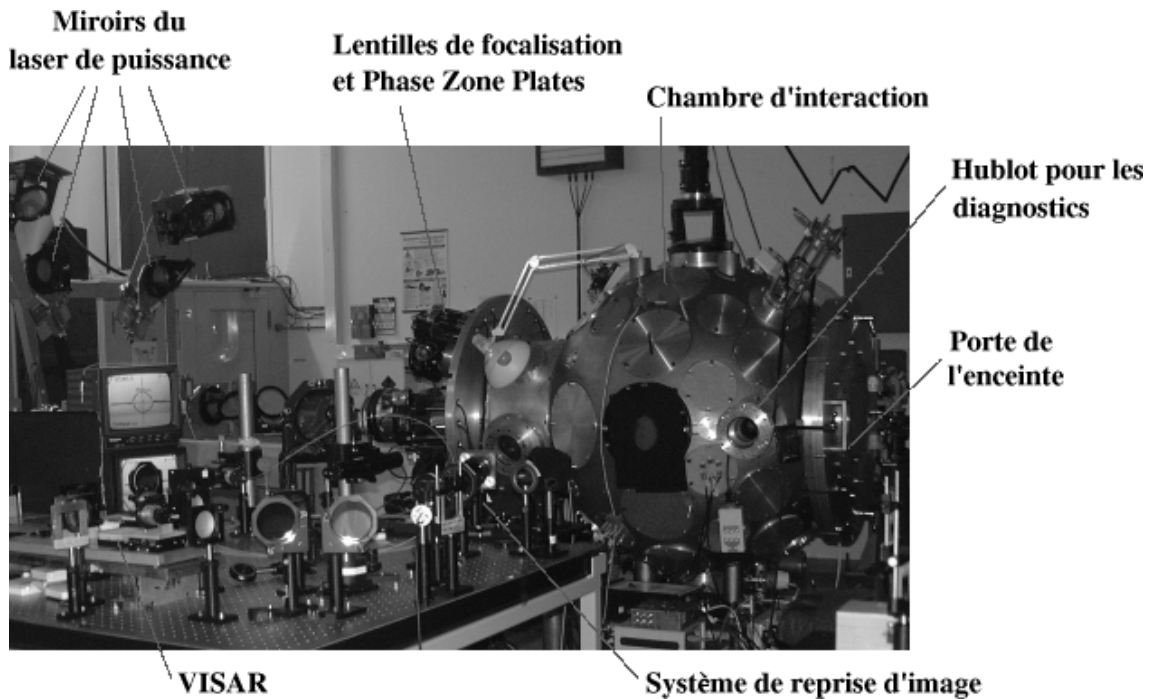


Fig. 3.5: Photo de la salle expérimentale du RAL (décembre 2001) : on voit les miroirs du laser de puissance, qui réfléchissent les 7 bras vers les lentilles de focalisation et les PZP. La chambre d'interaction ne possède pas de sas, mais une porte. On voit aussi le système de reprise d'image, ainsi qu'un des diagnostics VISAR.

La longue durée de l'impulsion ainsi que l'importante énergie disponible en font un laser bien adapté à la génération de chocs à la fois intenses et stationnaires. C'est donc sur ce laser qu'ont été réalisés les tirs sur les cibles précomprimées.

En décembre 2000, on a utilisé le dispositif de la figure 3.7, qui est très semblable à celui du LULI en juillet 2000.

Les VISARS utilisés ont une sensibilité de 6,9 et 15,96 km.s⁻¹.frange⁻¹, et les caméras à balayage de fente ont une résolution temporelle de 27,0 et 8,15 ps/pixel.

Le signal d'émissivité est enregistré par une caméra dont la sensibilité temporelle est de 30,5 ps/pixel. Un filtre passe-bande, centré sur la longueur d'onde 650 nm et de largeur 40 nm, est utilisé pour ne mesurer l'émission qu'à une longueur d'onde donnée, afin de pouvoir en déduire une mesure de température (cf. section 3.6).

Le dispositif utilisé en décembre 2001 a subi des modifications analogues à celles apportées au dispositif du LULI. En particulier, on utilise deux longueurs d'onde différentes pour les diagnostics VISARS.

Une fibre optique unique collecte le fondamental et le premier harmonique du laser sonde, et les transporte jusqu'à une pellicule qui les injecte dans le système optique. Le choix d'une pellicule plutôt qu'une lame séparatrice est dicté par le fait qu'on veut un comportement du type réflexion à 50% et transmission à 50% sur un tout un domaine de longueurs d'onde : 532, 650 et 1064 nm. En général, les lames séparatrices reposent

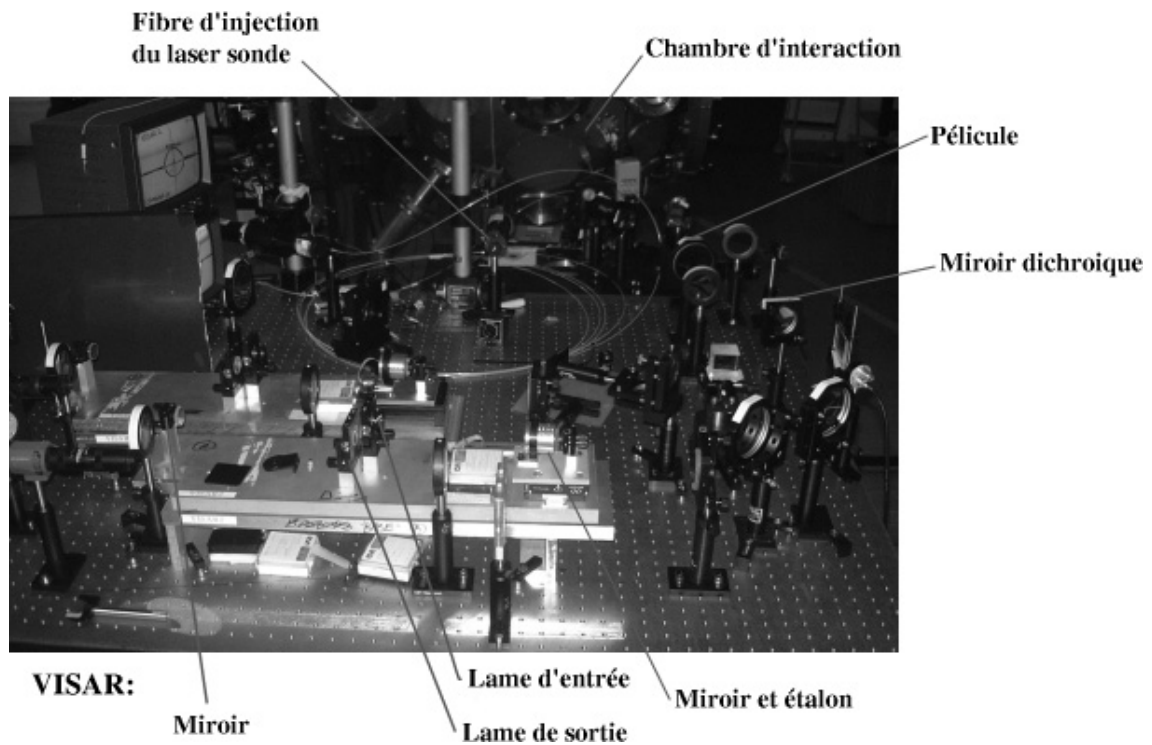


Fig. 3.6: Photo du montage expérimental au RAL (décembre 2001) : le VISAR. On voit les lames séparatrices d'entrée et de sortie, le miroir et l'étalon.

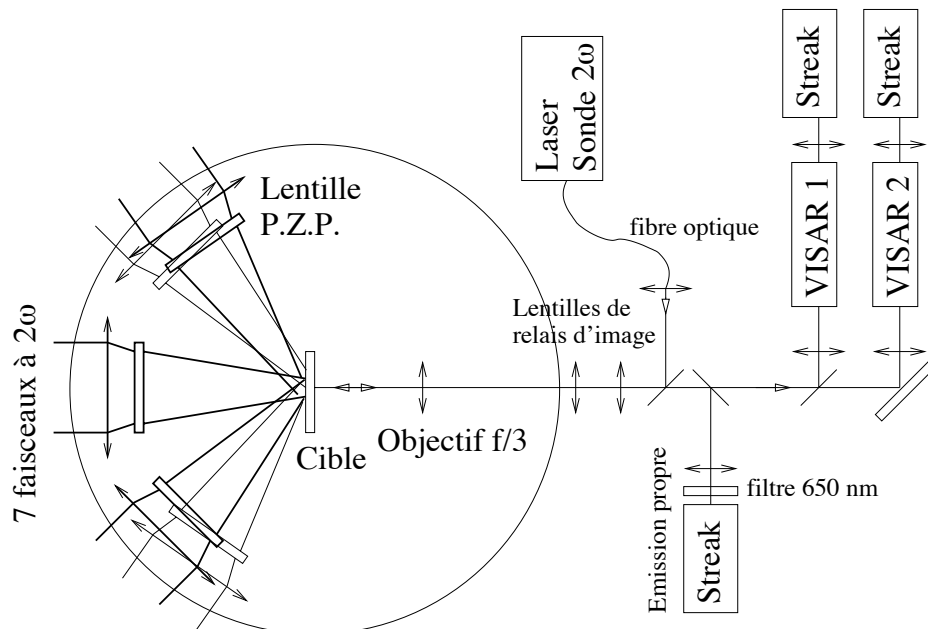


Fig. 3.7: Schéma du dispositif expérimental au RAL en décembre 2000 : le système de reprise d'image est ici simplifié (cf. fig. 3.36 page 121 pour le schéma détaillé).

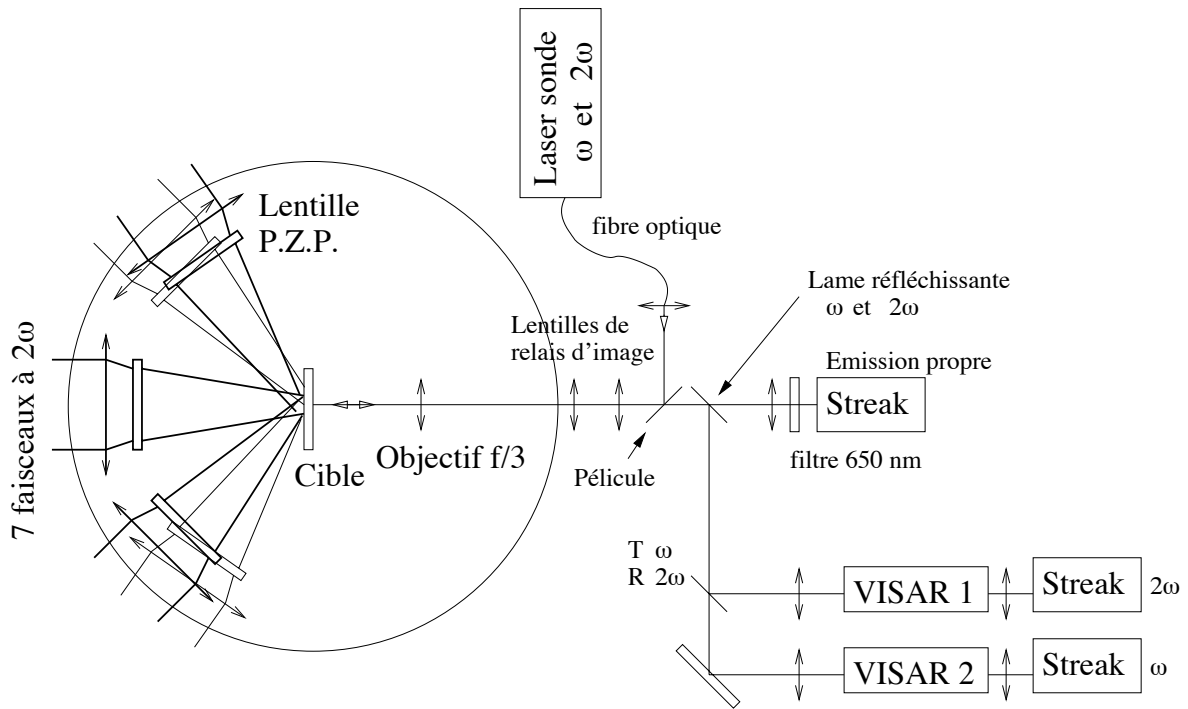


Fig. 3.8: Schéma du dispositif expérimental au RAL en décembre 2001 :

sur l'interférométrie, et ont le comportement voulu à la longueur d'onde pour laquelle elles ont été conçues. On utilise alors une pellicule très fine d'un matériau plastique, qui n'absorbe pratiquement pas la lumière, et en transmet et en réfléchit 50 %.

Le VISAR à ω a une sensibilité de $5,1 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$, et la caméra a une résolution temporelle de 8 ps/pixel. La sensibilité du VISAR à 2ω est de $16,9 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$, pour une résolution temporelle de 9,5 ps/pixel.

Des fiduciaires sont également utilisés sur les trois caméras à balayage de fente.

La figure 4.11 (page 152) montre une image expérimentale obtenue avec les VISARS utilisés au RAL. On y voit notamment les signaux fiduciaires du laser principal et du laser sonde.

Résumé: Les dispositifs expérimentaux utilisent tous deux type de diagnostics différents : l'émission propre de la cible d'une part (diagnostic passif), et les diagnostics interférométriques VISARS (diagnostics actifs), qui mesurent l'effet Doppler lors de la réflexion d'un laser sonde sur la face arrière de la cible. Entre 2000 et 2001, on a apporté des modifications aux dispositifs, en utilisant deux longueurs d'onde différentes pour les VISARS.

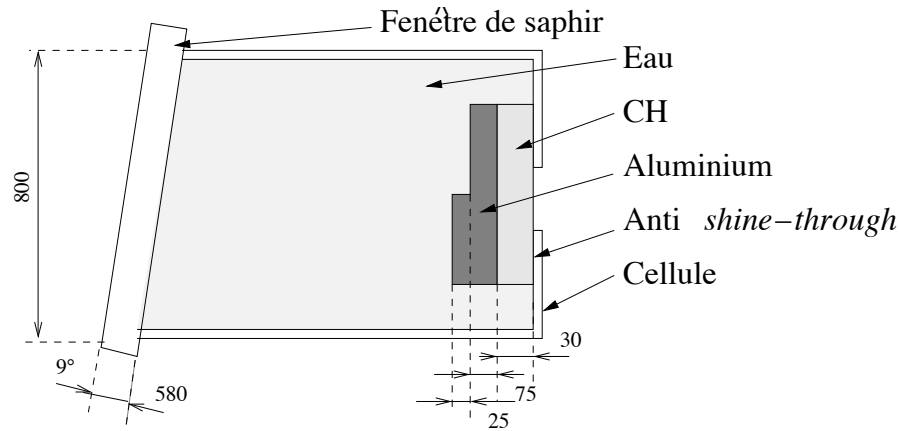


Fig. 3.9: Premières cibles d'eau utilisées sur le laser Phébus : la cellule cylindrique contenant l'eau est fermée d'un côté par une fenêtre de saphir et de l'autre par une marche d'aluminium collée sur une couche de plastique. Les dimensions sont reportées en microns.

3.3 Cibles

Objectif: Décrire les cibles d'eau, en expliquant comment on en a choisi les paramètres.

3.3.1 Les premières cibles d'eau utilisées sur Phébus

Les premières cibles d'eau, qui ont été utilisées sur le laser Phébus, ont été mises au point par le Lawrence Livermore National Laboratory.

Ces cibles sont représentées sur la figure 3.9. C'est un cylindre contenant de l'eau, fermé d'un côté par une fenêtre de saphir ($580\ \mu\text{m}$) inclinée à 9° , et de l'autre par une marche d'aluminium ($75 / 100\ \mu\text{m}$) collée sur une couche de plastique ($30\ \mu\text{m}$).

Une couche d'aluminium très fine ($0,1\ \mu\text{m}$) sert d'anti *shine through* : si on ne met pas cette couche d'aluminium, le plastique froid peut être suffisamment transparent pour laisser passer l'énergie du laser jusqu'à la marche d'aluminium, créant ainsi du préchauffage. En revanche, l'anti *shine through* absorbe l'énergie laser durant les premiers instants de l'irradiation ; le plastique est chauffé très rapidement et devient dès lors opaque.

Le plastique est le matériau ablateur ; il a été choisi en raison de son faible taux de réémission de rayons X (numéro atomique Z faible), ce qui limite le préchauffage de la cible.

Le choc se forme dans le plastique, et est transmis dans l'aluminium, dont l'équation d'état est parfaitement connue jusqu'à des pressions de 40 Mbar [4, 70, 81, 82, 94, 95]. L'aluminium sert de matériau de référence : on mesure un paramètre du choc dans l'aluminium et un dans l'eau pour appliquer la méthode de désadaptation d'impédance.

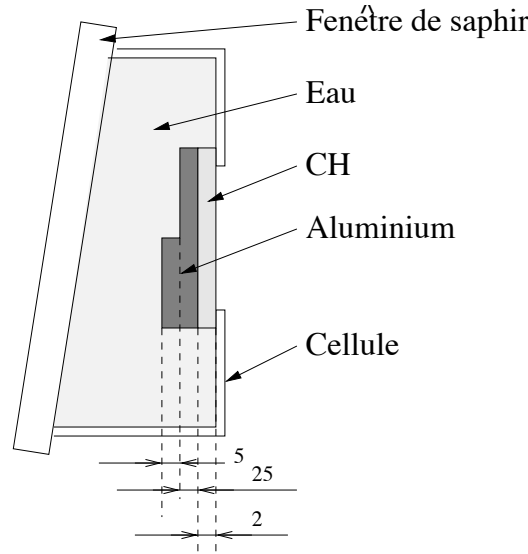


Fig. 3.10: Cibles d'eau suivantes : la cellule cylindrique contenant l'eau est fermée d'un côté par une fenêtre de saphir et de l'autre par une marche d'aluminium collée sur une couche de plastique.

Les dimensions de la marche (75/100 μm) et l'épaisseur de plastique (30 μm) sont adaptées à l'énergie et à la durée de l'impulsion du laser Phébus.

3.3.2 Cibles d'eau suivantes

A la suite de la première campagne expérimentale, il est apparu que les cibles telles qu'elles avaient été conçues étaient difficiles à aligner au centre de la chambre d'interaction. En particulier, elles étaient trop longues, et il était délicat de voir précisément la position de la marche.

Les cibles d'eau utilisées par la suite sont représentées figure 3.10. Elles ont une géométrie mieux adaptée aux expériences, avec une longueur limitée pour faciliter l'alignement.

Les modifications tiennent essentiellement dans les dimensions : la couche d'aluminium a une épaisseur de 20 μm au niveau de la base, et 25 au niveau de la marche. La couche de plastique a une épaisseur de 2 μm , et l'anti *shine through* est de 0,1 μm comme précédemment.

3.3.2.1 Angle de la fenêtre de saphir

On doit fermer la cellule par une fenêtre transparente, et on a choisi le saphir. Du fait de cette fenêtre (cf. fig. 3.11), le faisceau sonde se réfléchit aux interfaces vide - saphir (1) et saphir - eau (2).

On prend les valeurs numériques suivantes à 532 nm : $n_{\text{eau}} = 1,336$ et $n_{\text{saphir}} = 1,764$. Le premier coefficient de réflexion vide - saphir vaut $r_1 = 7,64 \%$ et le deuxième (saphir - eau) $r_2 = 1,91\%$. Sur la figure 3.11, on voit qu'il y a une première réflexion

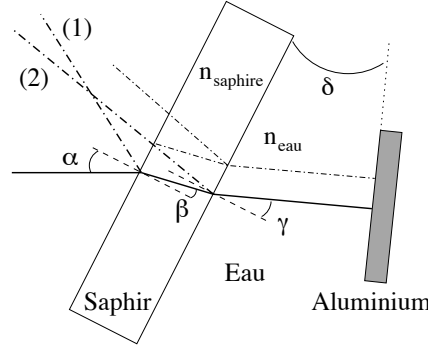


Fig. 3.11: Lors de la construction des cibles, on a choisi un angle $\delta = 9^\circ$ entre l'aluminium et la fenêtre de saphir. Ainsi, lorsqu'on place la cible en auto-collimation, les réflexions parasites (1) et (2) sont déviées d'un angle respectivement 2α et $\alpha + \beta$.

(1), d'intensité r_1 , et une famille de réflexions parasites (2) d'intensité $(1 - r_1)^2(1 - a)^{2n}r_2^n r_1^{n-1}$, où a est l'absorption due à la fenêtre.

Pour que ces réflexions parasites sortent du système de relais d'image, il faut un angle entre l'aluminium et le saphir. Lors de la construction des cibles, on a choisi arbitrairement un angle $\delta = 9^\circ$.

Pour que le faisceau sonde se réfléchisse sur l'aluminium et revienne colinéaire à l'axe optique, il faut que les angles γ et δ soient égaux. On écrit la loi de Descartes aux deux interfaces :

$$\begin{aligned}\sin \alpha &= n_{\text{saphir}} \sin \beta \\ n_{\text{saphir}} \sin \beta &= n_{\text{eau}} \sin \gamma\end{aligned}$$

et on obtient les valeurs numériques

$$\begin{aligned}\alpha &= 12^\circ \\ \beta &= 6,8^\circ,\end{aligned}$$

de sorte que le faisceau réfléchi (1) est dévié d'un angle $2\alpha = 24^\circ$, et le faisceau (2) de $\alpha + \beta = 18,8^\circ$.

Avec une première lentille d'ouverture $\leq 2 \tan(18,8^\circ) \simeq 0,68$, on est certain que les réflexions parasites sortent du système de relais d'image. C'est le cas de nos montages optiques, où l'ouverture est $f/3$. La seule exception est l'objectif utilisé en juillet 2000, d'ouverture $f/1,2 \simeq 0,83$.

3.3.2.2 Plan de focalisation apparent

Les épaisseurs de saphir et d'eau déplacent le point apparent de focalisation par rapport au vrai point de focalisation (cf. fig. 3.12). On note d l'épaisseur de saphir, et e celle d'eau. Dans l'approximation des petits angles, le calcul au premier ordre non

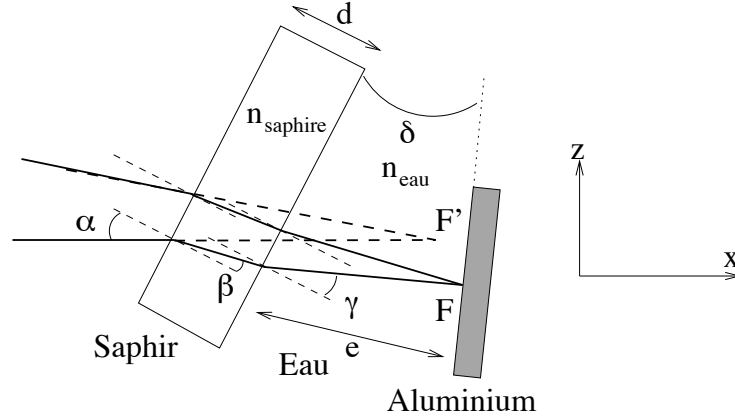


Fig. 3.12: Plan de focalisation apparent des cibles d'eau : la fenêtre de saphir et l'épaisseur d'eau déplacent le point apparent de focalisation.

nul donne :

$$\mathbf{FF}' = \begin{pmatrix} -d(1 - \frac{1}{n_{\text{saphir}}}) - e(1 - \frac{1}{n_{\text{eau}}}) \\ \alpha \left[d(1 - \frac{1}{n_{\text{saphir}}}) + e(1 - \frac{1}{n_{\text{eau}}}) \right] \end{pmatrix}$$

Pour les cibles récentes, on avait $d \simeq 500 \mu\text{m}$, et $e \simeq 2,5 \text{ mm}$, d'où

$$\mathbf{FF}' = \begin{pmatrix} 845 \mu\text{m} \\ 180 \mu\text{m} \end{pmatrix}$$

Il est important de connaître ces deux distances, car on utilise en général les diagnostics en face arrière pour placer la cible au centre chambre. Celui-ci étant choisi, on positionne le laser sur ce point ; on règle ensuite les diagnostics de face arrière sur ce point (centrage et focalisation), puis on utilise ces diagnostics pour placer la cible. Il nous faut donc tenir compte des deux distances correctives, en déplaçant d'autant le premier objectif en face arrière.

La précision requise pour le centrage est de l'ordre de quelques dizaines de μm , puisque la tache focale a une dimension de $400 \times 400 \mu\text{m}$. On voit bien qu'une correction de $180 \mu\text{m}$ est importante.

La précision en focalisation est moindre ; une erreur de $100 \mu\text{m}$ est encore acceptable. En fait, la profondeur de champ est fixée par les lames PZP : on doit positionner la face avant de la cible dans le plan de recouvrement optimal des lentilles de Fresnel pour avoir un éclairage uniforme.

3.3.3 Cibles d'eau précomprimées

Les cibles d'eau précomprimée sont constituées par une enclume à diamant remplie d'eau, avec une couche d'aluminium collée sur un des diamants (cf. fig. 3.13). Une marche est gravée dans l'aluminium pour mesurer la vitesse de choc dans l'aluminium. Le diamant en face avant est plat et mince, alors que l'autre est plus épais, et taillé.

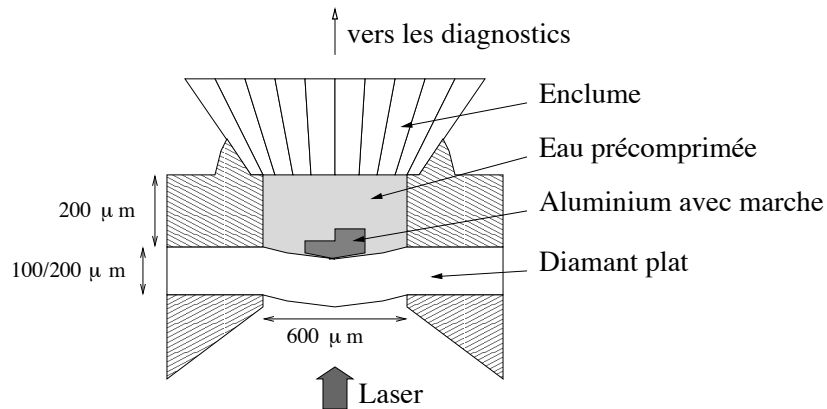


Fig. 3.13: Cibles d'eau précomprimées : le laser de puissance est focalisé sur le diamant plat, dans lequel se forme l'onde de choc, qui se propage dans une couche d'aluminium avec marche, puis dans l'eau précomprimée.

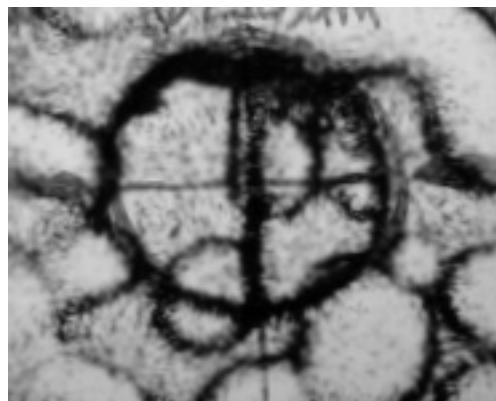


Fig. 3.14: Photo d'une cible d'eau précomprimée (en face arrière) : on voit la marche d'aluminium, et des cristaux de glace VI.

Le laser de puissance est focalisé sur le diamant plat, dans lequel se forme l'onde de choc.

La figure 3.14 est une photo d'une cible précomprimée à 12 kbar, prise en face arrière, c'est-à-dire du côté des diagnostics. On y voit la marche d'aluminium, qui est verticale. On voit également des cristaux de glace VI.

3.4 Mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium

3.4.1 Principe

Objectif: On présente ici la méthode expérimentale de mesure de la vitesse de choc dans le matériau avec marche, en l'occurrence l'aluminium dans nos expériences. Cette section a pour but de discuter les effets de la non-stationnarité du choc, et d'y apporter une correction.

La couche d'aluminium présente une marche de hauteur $h = x_2 - x_1$. Le diagnostic d'émissivité ainsi que les VISARS permettent de mesurer les temps t_1 et t_2 auxquels le choc débouche respectivement en x_1 et en x_2 .

Si le choc est stationnaire, on a alors

$$D_{Al} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}. \quad (3.1)$$

Cette valeur, qui est en fait la vitesse moyenne du choc, est utilisée dans la méthode de désadaptation d'impédance. Or, il faudrait utiliser la vitesse du choc à l'arrivée à l'interface, qui est en général légèrement inférieure si le choc décroît. C'est pour cela qu'on cherche à avoir un choc qui soit bien stationnaire. Cependant, dans certaines configurations, on peut évaluer la non-stationnarité et ainsi exploiter tous les tirs lasers effectués.

3.4.2 Correction de la non-stationnarité

3.4.2.1 Dépendance temporelle de la vitesse du choc dans l'aluminium

En règle générale, le choc n'est pas parfaitement stationnaire, et il faut corriger l'équation 3.1. On note D_1 et D_2 les vitesses de choc à l'instant t_1 et t_2 ; puisque le choc va décroître, on a $D_1 > D_2$, et on note $\Delta D = D_1 - D_2$. On écrit alors que la vitesse de choc dépend du temps (cf. fig 3.15) :

$$D(t) = D_1^{Al} - \Delta D \varepsilon(t), \quad (3.2)$$

où $\varepsilon(t)$ est une fonction telle que $\varepsilon(t_1) = 0$ et $\varepsilon(t_2) = 1$, et qui décrit la décroissance temporelle du choc.

On a l'identité suivante :

$$\begin{aligned} h &= x_2 - x_1 \\ &= \int_{t_1}^{t_2} D(t) dt \\ &= D_1^{Al} \cdot (t_2 - t_1) - \Delta D \int_{t_1}^{t_2} \varepsilon(t) dt, \end{aligned}$$

de sorte que

$$D_1^{Al} = \frac{h}{t_2 - t_1} + \Delta D \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \varepsilon(t) dt. \quad (3.3)$$

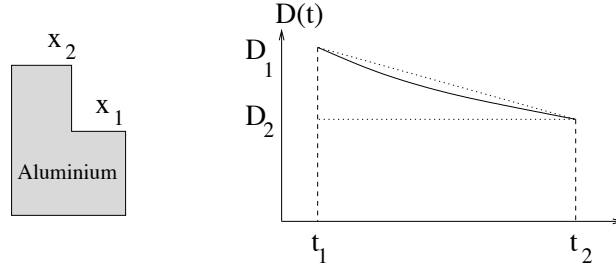


Fig. 3.15: Correction de la non-stationnarité : pour tenir compte de la décroissance temporelle du choc, on fait l'hypothèse que celle-ci est linéaire.

3.4.2.2 Hypothèses et approximations pour obtenir la correction au premier ordre

On ne connaît pas en général la forme exacte de la fonction $\varepsilon(t)$, mais on peut l'approximer par une fonction linéaire, de sorte que la valeur moyenne vaut alors 1/2 :

$$D_1 \simeq \frac{h}{t_2 - t_1} + \frac{\Delta D}{2} \quad (3.4)$$

Pour évaluer la quantité ΔD de l'équation 3.4, il faut également faire une hypothèse. On suppose que les valeurs D_1^{Al} et D_2^{Al} peuvent être obtenues à partir des valeurs D_1^{eau} et D_2^{eau} , les vitesses de choc dans l'eau telles que mesurées par les VISARS (cf. section 3.5.1). Pour cela, il faut supposer que les tables SESAME de l'aluminium et de l'eau sont justes, et calculer la vitesse du choc transmis dans l'eau en fonction de la vitesse du choc initial dans l'aluminium. On a reporté sur la figure 3.16 le graphique de la vitesse de choc dans l'eau en fonction de celle dans l'aluminium, obtenu à partir des tables SESAME. On trouve que dans notre gamme de pression la vitesse du choc transmis dans l'eau est une fonction linéaire de la vitesse du choc dans l'aluminium :

$$D_{\text{eau}} = 1,2257 D_{\text{Al}} - 3.1975 \text{ km.s}^{-1}, \quad (3.5)$$

de sorte que $D_1^{\text{Al}} - D_2^{\text{Al}} = 1/k(D_1^{\text{eau}} - D_2^{\text{eau}})$, avec $k = 1,2257$ (cf. fig. 3.16). On peut alors écrire la relation suivante :

$$D_1^{\text{Al}} \simeq \frac{h}{t_2 - t_1} + \frac{D_1^{\text{eau}} - D_2^{\text{eau}}}{2k}. \quad (3.6)$$

Résumé: On a obtenu une relation permettant d'évaluer la non-stationnarité à partir de la mesure de la vitesse du choc transmis au niveau de la base et au niveau de la marche.

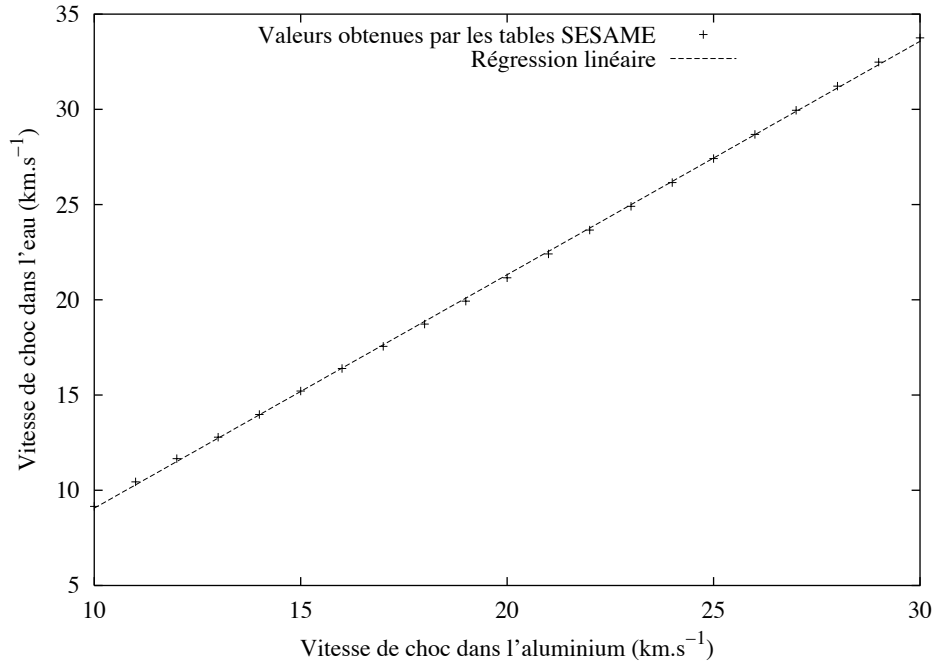


Fig. 3.16: Vitesse du choc transmis dans l'eau en fonction de la vitesse du choc dans l'aluminium, calculée à partir des tables SESAME. On trouve la relation linéaire suivante : $D_{\text{eau}} = 1,2257 D_{\text{Al}} - 3.1975 \text{ km.s}^{-1}$

3.4.2.3 Erreur commise dans l'évaluation au premier ordre de la correction

Objectif: On évalue ici quelle erreur on commet dans l'évaluation précédemment obtenue de la non-stationnarité. On verra que cette erreur est petite, ce qui valide la relation 3.6.

On a évalué la correction au premier ordre : l'équation 3.6 est une approximation de l'équation 3.3.

La première approximation est que la décroissance temporelle de la vitesse de choc n'est pas strictement linéaire. L'erreur commise est égale à la différence entre la surface sous la courbe $\varepsilon(t)$ et l'aire du triangle qui l'approxime (cf. fig. 3.15). En général, cette différence est inférieure à 1 % de l'aire du triangle.

Pour le montrer, on a utilisé les simulations réalisées avec le code MULTI. On justifie ainsi que dans notre régime expérimental la décroissance du choc est bien linéaire. Sur la figure 3.17, on a reporté le résultat de la simulation réalisée avec les paramètres de la campagne d'expérience du LULI en juillet 2000. La cible est constituée de 2 μm de plastique, 30 μm d'aluminium, et d'eau. On a tracé ici la vitesse du choc dans l'aluminium en fonction du temps, pour plusieurs valeurs d'intensité laser ($I = 6.10^{13}$, 8.10^{13} et $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). Dans les trois cas, le choc décroît de manière régulière. La marche des différentes cibles utilisées est typiquement d'une hauteur de 10 μm , et se

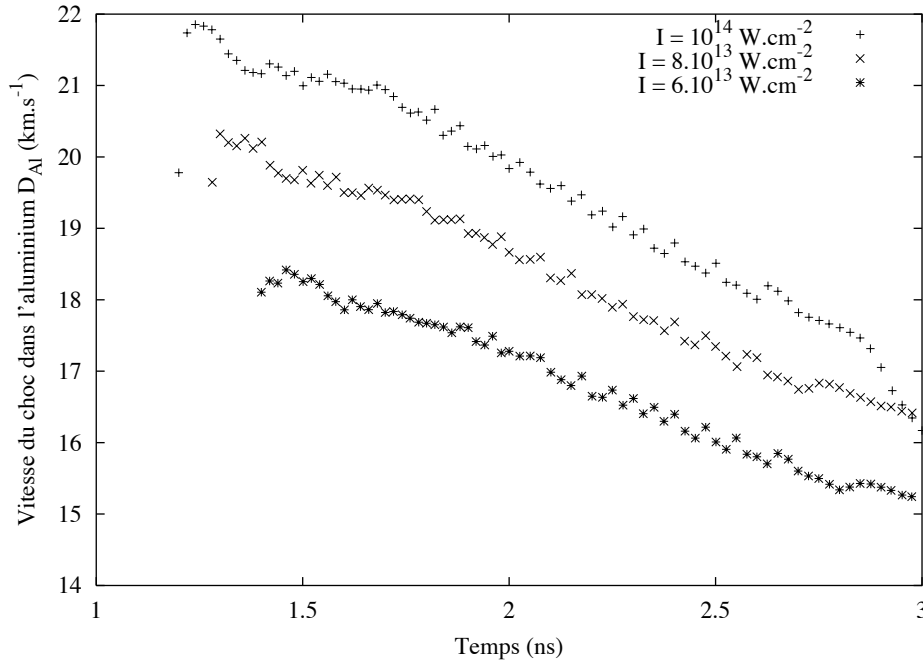


Fig. 3.17: Correction de la non-stationnarité : les simulations 1-D du code MULTI permettent d'évaluer si la décroissance temporelle de la vitesse de choc dans l'aluminium est bien linéaire. On trouve ici que la non-linéarité est de l'ordre de 0,5%.

trouve après 20 μm d'aluminium. On doit donc examiner la décroissance du choc entre les positions $x_1 = 20$ et $x_2 = 30$ μm , ce qui correspond – la vitesse moyenne du choc étant d'environ 20 km.s^{-1} – aux temps $t_1 = 1$ ns à $t_2 = 1,5$ ns suivant le débouché du choc dans l'aluminium.

Durant ces 500 ps, le choc décroît linéairement, comme on le voit sur la figure 3.17 : on trouve que la différence entre l'intégrale de la vraie courbe de décroissance et le triangle qui l'approxime est d'environ 0,5%.

Résumé: Dans nos conditions d'expérience, la décroissance du choc est linéaire avec le temps.

La deuxième approximation consiste dans l'utilisation des tables SESAME pour remonter aux vitesses de choc dans l'aluminium à partir des vitesses de choc dans l'eau. Cette approximation est contrôlable *a posteriori* : on trouve en effet (en anticipant sur les résultats expérimentaux de la figure 4.8 page 150) que la relation entre les vitesses de choc telle qu'obtenue à partir des tables SESAME contient une incertitude de l'ordre de 10% lorsqu'on les confronte aux mesures expérimentales.

L'erreur totale commise dans l'évaluation au premier ordre de la correction est d'environ 10%. La correction étant typiquement de 10%, l'erreur est alors de 1%, et c'est donc bien un second ordre par rapport à D_1^{Al} .

Résumé: La correction de la non-stationnarité telle que déterminée dans cette section est une bonne approximation, qui ajoute une erreur supplémentaire de moins d'1%.

3.4.3 Mesure expérimentale

Objectif: Procédure de mesure de la vitesse du choc dans l'aluminium

En pratique, on mesure

1. la hauteur $h = x_2 - x_1$ de la marche. Ceci se fait avant le tir, par exemple au microscope interférentiel.
2. les temps t_1 et t_2 correspondant au débouché du choc en x_1 et en x_2 (avec le diagnostic d'émissivité et les deux VISARS),
3. la vitesse du choc dans l'eau aux instants t_1 et t_2 (avec les deux VISARS), soit D_1^{eau} et D_2^{eau} ,

on utilise alors l'équation 3.6 pour obtenir D_1^{Al} , et on applique la méthode de désadaptation d'impédance avec les vitesses D_1^{Al} et D_1^{eau} .

Résumé: Si le choc est stationnaire, on peut légitimement utiliser la valeur moyenne de la vitesse de choc dans l'aluminium. Sinon, et si on peut mesurer la vitesse du choc transmis à la fois au niveau de la base et de la marche, alors il est possible d'évaluer la correction à apporter.

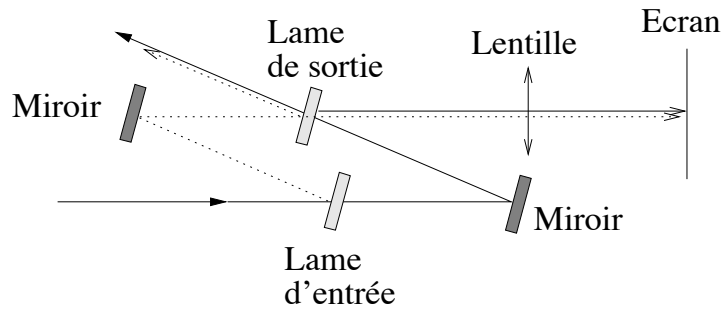


Fig. 3.18: L'interféromètre de Mach-Zehnder : la lame séparatrice d'entrée divise le faisceau incident en deux, chacun subissant une réflexion sur un miroir avant de se recombiner au niveau de la lame séparatrice de sortie. Les distances entre lames séparatrices et miroirs sont égales deux à deux. Dans cette configuration, l'image formée est un «oeil de boeuf».

3.5 Diagnostics interférométriques VISARS

Objectif: On décrit ici un diagnostic interférométrique qui permet de mesurer la vitesse du choc lorsque le front de choc est réfléchissant. On décrit en détail le principe de ce diagnostic, et on explicite les relations permettant de mesurer la vitesse à partir de l'interférogramme.

3.5.1 Principe des VISARS

Ce sont des diagnostics interférométriques permettant de mesurer l'effet Doppler lors de la réflexion d'un laser sonde. Mis au point par Barker et Hollenbach [9, 10, 11, 12, 13, 14], le principe est d'utiliser un interféromètre dans lequel un retard de l'ordre de quelques picosecondes est introduit sur l'un des deux bras. En faisant interférer les deux bras, on peut détecter une variation de longueur d'onde due à l'effet Doppler, et donc mesurer la vitesse d'une surface réfléchissante (VISAR = Velocity Interferometer for Any Reflecting surface, ou interféromètre vélocimétrique pour une surface réfléchissante). Barker et Hollenbach décrivent un dispositif utilisant un interféromètre de Michelson à grand angle [13]. Nous utilisons le VISAR mis au point par Peter Celliers [29], qui utilise un interféromètre de Mach-Zehnder petit angle.

3.5.1.1 L'interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder (fig. 3.18) comporte une lame séparatrice d'entrée qui divise le faisceau incident en deux. Chacun des deux faisceaux est ensuite réfléchi par un miroir, et ils se recombinaient au niveau de la lame séparatrice de sortie. Les distances entre les lames séparatrices et les miroirs sont égales deux à deux, de sorte que les chemins optiques parcourus par chacun des deux faisceaux jusqu'à l'écran sont

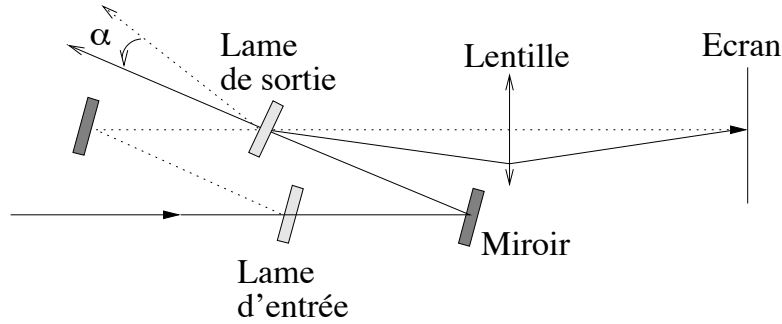


Fig. 3.19: L'interféromètre de Mach-Zehnder : lorsque la lame séparatrice de sortie est inclinée d'un angle α (ici volontairement exagéré) par rapport à la configuration de la figure 3.18, des franges se forment sur la lame séparatrice (cf. fig. 3.20). Un système de relais d'image permet de reformer l'image sur l'écran.

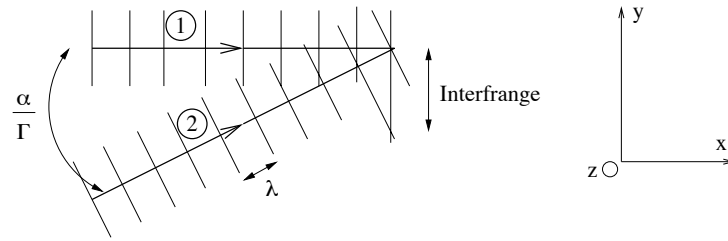


Fig. 3.20: Les deux faisceaux se recombinaient sur l'écran avec un angle $\theta = \alpha/\Gamma$, où Γ est le grandissement optique.

égaux. Dans cette configuration, l'image formée sur la lame séparatrice ou sur l'écran est un «oeil de boeuf».

Lorsque la lame séparatrice de sortie est inclinée d'un angle α (cf. fig. 3.19), les faisceaux se recombinaient avec un angle α au niveau de la lame séparatrice de sortie, et avec un angle $\theta = \alpha/\Gamma$ au niveau de l'écran, Γ étant le grandissement optique du système de relais d'image entre la lame de sortie et l'écran. On voit sur la figure 3.20 que l'interfrange sur l'écran vaut (toujours dans l'approximation de l'optique géométrique)

$$\begin{aligned} i &= \frac{\lambda}{\sin(\theta)} \\ &\simeq \frac{\lambda\Gamma}{\alpha}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

3.5.1.2 Le VISAR

Le laser sonde (cf. fig. 3.21) est injecté par une lame séparatrice, se réfléchit sur une surface, puis est envoyé à l'entrée de l'interféromètre. On place un étalon d'épaisseur e et d'indice optique n sur le parcours d'un des deux bras de l'interféromètre.

Il faut alors reculer le miroir d'une distance d , afin de faire coïncider le plan apparent

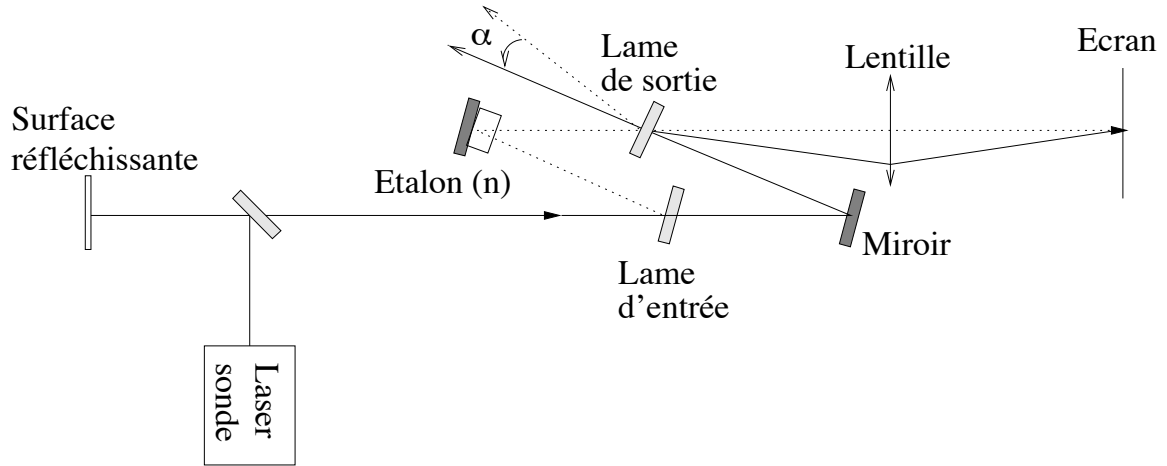


Fig. 3.21: Le VISAR : le laser sonde est injecté par une lame séparatrice, réfléchi par une surface, puis injecté en entrée de l'interféromètre. On place un étalon d'épaisseur e et d'indice optique n sur le parcours d'un des deux bras de l'interféromètre, ce qui retarde ce bras de τ par rapport à l'autre.

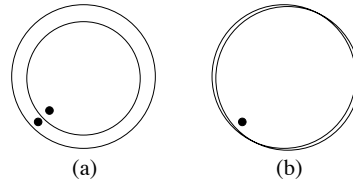


Fig. 3.22: Les deux bras doivent se recouvrir afin de conserver la cohérence spatiale : dans le cas (a), les différents points de la source ne se superposent pas ; dans le cas (b), les points de la source se superposent sur toute son extension spatiale.

de réflexion avec le plan de réflexion en l'absence d'étalon, de sorte que les deux bras se recouvrent toujours au niveau de la lame séparatrice de sortie. Dans le cas contraire, on n'a plus la cohérence spatiale (cf. fig. 3.22).

La distance d vaut, dans l'approximation des petits angles, c'est-à-dire en optique géométrique :

$$\begin{aligned} d &= e - h \\ &\simeq e \left(1 - \frac{1}{n} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Le bras comportant l'étalon parcourt deux fois la distance e dans un indice n , alors que le bras non perturbé parcourt deux fois la distance $h = e - d$ dans l'air. Le retard entre les deux bras est donc

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{2ne - 2h}{c} \\ &= \frac{2e}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right). \end{aligned} \quad (3.9)$$

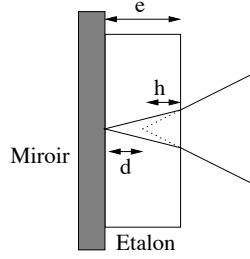


Fig. 3.23: Lorsqu'on place l'étalon, le plan apparent de réflexion ne coïncide plus avec le plan du miroir, et il faut reculer le miroir de la distance d .

3.5.2 Calcul de l'interférogramme – formule des VISARS

3.5.2.1 Interférences lorsque la surface réfléchissante est immobile

Avec nos notations (cf. fig. 3.20 et 3.21), on fait interférer sur l'écran le bras (1) en retard de τ par rapport au bras (2). Pour simplifier, on écrit qu'il y a invariance par translation en z , et on peut écrire que les champs valent respectivement

$$a_1(x, y, t) = Ae^{i\varphi_1(x, y, t)}, \quad \varphi_1(x, y, t) = \omega(t - \tau) - kx \quad (3.10)$$

$$a_2(x, y, t) = Ae^{i\varphi_2(x, y, t)}, \quad \varphi_2(x, y, t) = \omega t - k_x x - k_y y, \quad (3.11)$$

avec

$$k_x = k \cos \theta$$

$$k_y = k \sin \theta.$$

L'intensité lumineuse sur l'écran ($x = 0$ par convention) vaut

$$\begin{aligned} I(y, t) &= \|a_1(x = 0, y, t) + a_2(x = 0, y, t)\|^2 \\ &= 2\|A\|^2 [1 + \cos(\varphi_2(x = 0, y, t) - \varphi_1(x = 0, y, t))] \\ &= 2\|A\|^2 \left[1 + \cos\left(\omega\tau - \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta)y\right)\right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

On a des franges verticales, séparées en y par une interfrange i (cf. éq. 3.7).

3.5.2.2 Interférences lorsque la surface réfléchissante est en mouvement

Lorsque la surface réfléchissante est en mouvement, le laser sonde subit un changement de fréquence dû à l'effet Doppler non relativiste. En incidence normale, la variation de la pulsation s'écrit :

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \omega_0 \frac{1 + v(t)/c}{1 - v(t)/c} \\ &\simeq \omega_0 \left[1 + 2\frac{v(t)}{c}\right]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

On a une pulsation variable dans le temps, et on ne peut plus écrire la phase simplement comme dans les équations 3.10 et 3.11 [28]. Il faudrait écrire la transformée

de Fourier du champ électrique. Par exemple, en notant $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}/k$ le vecteur d'onde normalisé, et $\xi = t - \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}/c$ la variable réduite :

$$\begin{aligned}\tilde{E}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\xi e^{-i\omega\xi} E(\xi) \\ E(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{i\omega\xi} \tilde{E}(\omega).\end{aligned}$$

Dans le cas précédent (section 3.5.2.1), la fonction $\tilde{E}(\omega)$ était simplement une fonction δ de Dirac centrée en ω_0 . On a maintenant une fonction toujours centrée en ω_0 , mais dont la largeur est de l'ordre de v/c .

3.5.2.3 Retard introduit par l'étalon

Le retard τ dépend de l'indice de réfraction, donc de la longueur d'onde si le matériau constituant l'étalon est dispersif (cf. éq. 3.9). En conséquence, le retard τ dépend en général du temps considéré. Si en revanche le matériau n'est pas dispersif, le retard est constant.

Comme on est dans un cas non-relativiste, on a $\|v(t)\| \ll c$ (typiquement, on aura des vitesses $v \simeq 10^4 \text{ m.s}^{-1}$ de sorte que $v/c \sim 10^{-4}$). Dans ces conditions $\Delta\lambda/\lambda_0 \sim 10^{-4}$, et on peut développer $n[\lambda(t)]$ au voisinage de λ_0 :

$$n(t) = n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} [\lambda(t) - \lambda_0]. \quad (3.14)$$

Le retard τ (cf. éq. 3.9) vaut toujours $(2ne - 2h)/c$, où h a la même valeur que précédemment (éq 3.8). Au premier ordre en v/c , on a

$$\begin{aligned}\tau(t) &= \frac{2e}{c} \left[n(t) - \frac{1}{n_0} \right] \\ &= \frac{2e}{c} \left[n_0 - \frac{1}{n_0} - 2\lambda_0 \frac{v(t)}{c} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \right] \\ &= \tau_0 \left[1 + 2\delta \frac{v(t)}{c} \right],\end{aligned} \quad (3.15)$$

où τ_0 est défini par l'équation 3.9, et le facteur δ est la correction due à la dispersion de l'étalon, telle qu'introduite par Barker et Hollenbach [14] :

$$\delta = -\lambda_0 \frac{n_0}{n_0^2 - 1} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}. \quad (3.16)$$

Par exemple, pour du verre de silice «fused silica quartz» à 20°C et $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, on a $n_0 = 1,4609$ et $(dn/d\lambda) = -4,6 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-1}$. On trouve alors que $\tau_0 = 51,8 \text{ ps}$ et $\delta = 3,15\%$.

3.5.2.4 Calcul de l'intensité lumineuse à la sortie de l'interféromètre

On s'inspire du calcul de Goosman [40], et on écrit la propagation des crêtes depuis le laser jusqu'à l'écran.

On note $X(t)$ la position de la surface réfléchissante (cf. figure 3.21) avec comme convention $X(t) = 0$ pour $t < 0$. On note L_1 la distance initiale du laser sonde à la surface réfléchissante, et L_2 la distance de la surface réfléchissante à l'entrée de l'interféromètre.

À la sortie du laser sonde, le champ électrique vaut $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega_0 t}$. Ce champ émis à l'instant t_0 est propagé jusqu'à la surface réfléchissante, où il arrive au temps t_1 défini par la relation implicite

$$t_1 = t_0 + \frac{L_1 - X(t_1)}{c}, \quad (3.17)$$

qui traduit le fait que la vitesse de propagation est c . Le champ est réfléchi avec un coefficient de réflexion complexe

$$\hat{r}(t_1) = r(t_1) e^{i\tau_R(t_1)}, \quad (3.18)$$

où r est le module, et τ_R la phase du coefficient de réflexion.

Puis le champ se propage jusqu'à l'entrée de l'interféromètre, où il arrive au temps t_2 tel que :

$$t_2 = t_1 + \frac{L_2 - X(t_1)}{c}. \quad (3.19)$$

Dire que le champ s'est propagé, c'est dire qu'il vaut à l'instant t_2 à l'entrée de l'interféromètre ce qu'il valait à l'instant t_0 à la sortie du laser sonde. On doit simplement tenir compte du coefficient de réflexion $r(t_1) e^{i\tau_R(t_1)}$, et si on veut être très précis, on tient aussi compte du fait que le champ a traversé deux fois la lame séparatrice d'injection, réduisant l'intensité d'un facteur 4, donc le champ d'un facteur 2.

$$\mathbf{E}(t_2)_{\text{interféromètre}} = \frac{r(t_1) e^{i\tau_R(t_1)}}{2} \mathbf{E}_0 e^{i\omega_0 t_0} \quad (3.20)$$

Pour expliciter cette équation, on dérive par rapport à t_0 les équations 3.17 et 3.19. Le terme $X(t_1)$ est une fonction composée, dont la dérivée par rapport à t_0 vaut $dt_1/dt_0 v(t_1)$, où $v(t_1)$ est la vitesse de la surface réfléchissante à l'instant t_1 . On obtient alors

$$\frac{dt_1}{dt_0} = \frac{1}{1 + v(t_1)/c} \quad (3.21)$$

$$\frac{dt_2}{dt_0} = \frac{dt_1}{dt_0} \left(1 - \frac{v(t_1)}{c} \right), \quad (3.22)$$

de sorte que, en utilisant l'équation 3.13

$$\frac{dt_0}{dt_2} = \frac{\omega(t_1)}{\omega_0}, \quad (3.23)$$

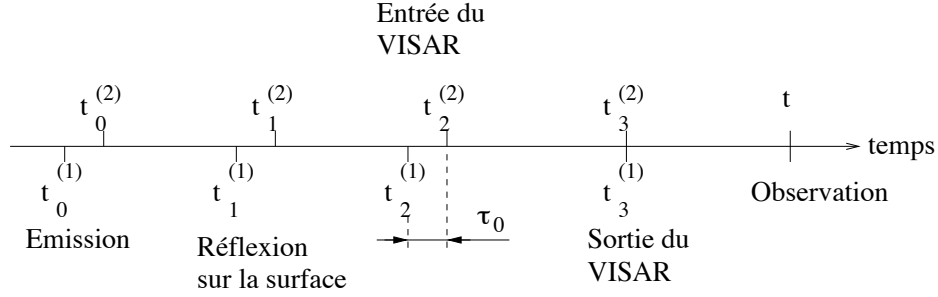


Fig. 3.24: Temps des deux bras du VISAR : pour le détecteur, c'est-à-dire à l'échelle de la picoseconde, les bras (1) et (2) sont séparés d'un retard constant τ_0 .

et on peut écrire l'équation 3.20 sous la forme

$$\mathbf{E}(t_2)_{\text{interféromètre}} = \frac{r(t_1)e^{i\tau_R(t_1)}}{2} \mathbf{E}_0 \exp i \int_{t_1}^{t_2} dt'_1 \omega(t'_1), \quad (3.24)$$

où on n'a pas écrit la constante d'intégration.

Le faisceau est ensuite divisé en deux, un bras étant retardé de τ , l'autre devant parcourir une distance $y \sin \alpha$ supplémentaire en raison de l'inclinaison de la lame.

Le bras (1) arrive sur la lame séparatrice de sortie du VISAR à un temps $t_3^{(1)}$ et le bras (2) à un temps $t_3^{(2)}$ tels que

$$t_3^{(1)} = t_2 + \frac{L_3 + 2[n(t_2)e - h]}{c} = t_2 + \frac{L_3}{c} + \tau(t_2) \quad (3.25)$$

$$t_3^{(2)} = t_2 + \frac{L_3 + y \sin \alpha}{c}, \quad (3.26)$$

où L_3 est la distance entre les lames séparatrices d'entrée et de sortie du VISAR.

Si on considère un point de la lame de sortie d'ordonnée y à un temps t , le champ y vaut donc

$$E(y, t) = \frac{1}{2} \left(E(t_3^{(1)})_{\text{interféromètre}} + E(t_3^{(2)})_{\text{interféromètre}} \right),$$

et en explicitant les calculs, on trouve la relation suivante pour l'intensité :

$$I(y, t) = \frac{\|E_0\|^2}{32} \left\{ \frac{1}{2} [r(t_1^{(2)}) - r(t_1^{(1)})]^2 + r(t_1^{(2)})r(t_1^{(1)}) [1 + \cos \Phi(y, t)] \right\} \quad (3.27)$$

$$\Phi(y, t) = \tau_R^{(2)} - \tau_R^{(1)} + \int_{t-\tau(t_1^{(1)})}^t dt'_1 \omega(t'_1) - \int_{t-\frac{y \sin \alpha}{c}}^t dt'_1 \omega(t'_1). \quad (3.28)$$

NB: La relation ci-dessus a été obtenue sans aucune approximation. Par la suite, on se place dans nos conditions expérimentales afin de la simplifier.

Dans l'équation précédente, il y a plusieurs temps qui interviennent (cf. fig. 3.24) :

- le temps t d'observation,

- les temps $t_1^{(1)}$ et $t_1^{(2)}$ auxquels les bras (1) et (2) se sont réfléchis sur la surface.

Si jusqu'à présent on a dû expliciter de manière très précise les différents temps, afin d'obtenir la relation de l'interféromètre, on se place maintenant au niveau du détecteur. On peut donc négliger des quantités temporelles qui sont petites devant la sensibilité temporelle du détecteur, c'est à dire devant le temps séparant deux pixels de l'image obtenue par la caméra à balayage de fente. Typiquement, la résolution temporelle qu'on utilise est de l'ordre de 10 ps. On négligera donc les quantités inférieures à la picoseconde.

En particulier, en reprenant l'équation 3.17, on voit que le temps $t_1 = t_0 + \text{constante} + X/c$. La contribution du terme en X/c peut être évaluée de la manière suivante :

$$\frac{X}{c} = \frac{1}{c} \int_0^t \frac{dX}{dt},$$

et si la vitesse de la surface réfléchissante reste inférieure à une valeur donnée, par exemple 30 km.s^{-1} , alors $X/c < 10^{-4}t$. Le terme X/c devient donc de l'ordre de la picoseconde au bout de $t = 10 \text{ ns}$.

Comme la fenêtre temporelle qu'on a est au maximum de 10 ns, on peut légitimement négliger la contribution du terme en X/C devant la sensibilité temporelle du détecteur. On écrit alors que $t_1 = t_0 + \text{constante}$.

D'autre part, lorsqu'on doit comparer les temps relatifs au bras (1) et ceux relatifs au bras (2), on peut écrire qu'ils diffèrent seulement de τ_0 . En effet, l'équation 3.15 montre que τ_0 est de l'ordre de 50 ps pour un étalon d'épaisseur 1 cm, avec une correction d'ordre $\delta v/c$ qui sera largement inférieure à la femtoseconde. On peut donc remplacer $\tau(t_2)$ par τ_0 dans l'équation 3.25

Quant au terme $y \sin \alpha / c$ de l'équation 3.26, on peut l'évaluer en disant que α est de l'ordre de quelques degrés, et donc pour $y = 1 \text{ cm}$ (ce qui constitue un maximum, puisque la lame séparatrice a un diamètre de l'ordre du cm) ce terme donne une contribution de l'ordre de la picoseconde.

A l'échelle de la sensibilité temporelle du détecteur, on peut écrire que $t_1^{(2)} - t_1^{(1)} = \tau_0$.

On a beaucoup simplifié, puisque maintenant les temps qui interviennent sont

- le temps d'observation t , qui est séparé de $t_1^{(1)}$ par une constante,
- les temps $t_1^{(1)}$ et $t_1^{(2)}$ séparés de τ_0 .

On n'écrit plus les constantes, et on ramène tout au temps t :

$$I(y, t) = \frac{\|E_0\|^2}{32} \left\{ \frac{1}{2} [r(t) - r(t - \tau_0)]^2 + r(t)r(t - \tau_0) (1 + \cos \Phi(y, t)) \right\} \quad (3.29)$$

$$\Phi(y, t) = \tau_{R(t)} - \tau_{R(t-\tau_0)} + \int_{t-\tau(t-\tau_0)}^t dt' \omega(t') - \int_{t-\frac{y \sin \alpha}{c}}^t dt' \omega(t'), \quad (3.30)$$

et on développe la phase au premier ordre en v/c , obtenant à une constante près :

$$\frac{\Phi(y, t)}{2\pi} = \frac{\tau_{R(t)} - \tau_{R(t-\tau)}}{2\pi} + \frac{2\tau}{\lambda_0} \left(\delta v(t - \tau) + \left\langle v(t - \frac{\tau}{2}) \right\rangle_{\tau} \right) - \frac{y \sin \alpha}{\lambda_0} \left(1 + \frac{2v(t)}{c} \right),$$

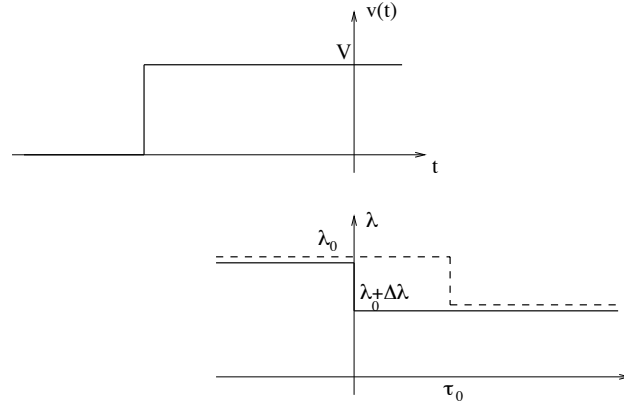


Fig. 3.25: Cas simple où la vitesse de la surface réfléchissante varie instantanément de 0 à V . La longueur d'onde de chacun des deux bras varie ultérieurement, avec un décalage entre les deux bras qui vaut τ_0 au premier ordre.

(3.31)

où $\langle v(t - \frac{\tau}{2}) \rangle_\tau$ est la moyenne temporelle de $v(t)$ de $t - \tau$ à t .

On voit dans l'équation 3.31 que l'interfrange varie d'un facteur $1 + 2v/c$, ce qui ne sera pas détectable sur l'interférogramme. Dans toute la suite, on considère que l'interfrange est fixe (donnée par l'équation 3.7), et on se place à $y = 0$.

On suppose également dans les sections suivantes que le coefficient de réflexion est constant, de sorte qu'on ne l'écrit plus. On analyse en détail l'effet de ce coefficient dans la section 3.5.4.

3.5.2.5 Cas où la vitesse varie instantanément de 0 à V

On a supposé que les coefficients de réflexions sont constants, de sorte qu'on a un contraste égal à 1, et qu'il n'a pas de déphasage dû à $\tau_{R(t)}$. L'équation 3.31 s'écrit dans ce cas particulier :

$t < 0$ on a la vitesse $v(t) = 0$

$$\frac{\Phi(t)}{2\pi} = 0$$

$0 < t < \tau$ on a $\langle v(t - \tau/2) \rangle = Vt/\tau$

$$\frac{\Phi(t)}{2\pi} = \frac{2Vt}{\lambda_0}$$

$\tau < t$ on a $v(t) = V$

$$\frac{\Phi(t)}{2\pi} = (1 + \delta) \frac{2V\tau}{\lambda_0}$$

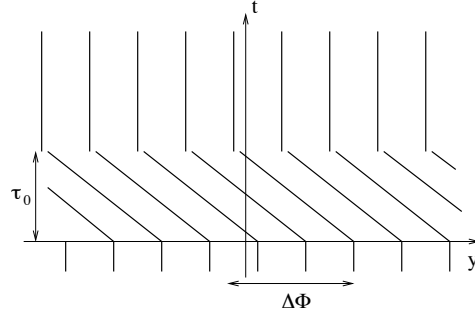


Fig. 3.26: Cas simple où la vitesse de la surface réfléchissante varie instantanément de 0 à V . La phase de l'interférogramme varie linéairement avec le temps pendant $0 < t < \tau$. La variation d'interfrange est négligeable.

De $t = 0$ à $t = \tau$, la phase varie linéairement avec le temps. À $t = \tau$ s'introduit un nouveau déphasage dû au terme dispersif (cf. fig. 3.26).

L'interférogramme s'est déplacé d'un nombre de franges

$$\begin{aligned} F &= \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \\ &= \frac{2\tau_0}{\lambda_0} V(1 + \delta) \end{aligned} \quad (3.32)$$

On définit la quantité S comme étant la sensibilité du VISAR, et qui a la dimension d'une vitesse :

$$\begin{aligned} S &= \frac{\lambda_0}{2\tau_0(1 + \delta)} \\ &= \frac{\lambda_0 c n_0}{4e(n_0^2 - 1)(1 + \delta)}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$(3.34)$$

Le déplacement des franges F , exprimé en nombre de franges, est relié à la vitesse de la surface réfléchissante par

$$V = S.F \quad (3.35)$$

Le sens de déplacement des franges est lié au signe de V et à celui de l'angle θ .

Dans nos expériences de compression par choc laser, les vitesses sont de l'ordre de 10 km.s^{-1} . Puisque la longueur d'onde qu'on utilise est celle d'un laser sonde, soit 532 ou 1064 nm, on doit choisir l'épaisseur de l'étalon telle que le produit $S.V$ soit de l'ordre de l'unité, et ainsi on pourra mesurer un déplacement de franges. Pour cela, il faut que $e \sim \lambda_0 c / V$, soit une épaisseur de l'ordre de quelques mm à 1 cm.

Pour un étalon d'un centimètre d'épaisseur, l'exemple du verre de silice à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ donne $S = 4,99 \text{ km.s}^{-1}$. On voit que le VISAR est un diagnostic bien adapté à la mesure des vitesses dans nos expériences.

Les caméras à balayage de fente que nous utilisons ont une résolution temporelle de l'ordre de 10 ps, de sorte qu'on ne verra pas les franges se déplacer linéairement avec

le temps. On verra un saut de franges, et on ne pourra mesurer que la partie décimale de F . Pour déterminer la valeur entière du saut, il faudra utiliser deux VISARS de sensibilités différentes, et on pourra écrire

$$\begin{aligned} V &= S_1(n_1 + d_1) \\ &= S_2(n_2 + d_2). \end{aligned}$$

En mesurant les parties fractionnaires d_1 et d_2 , on pourra déterminer les valeurs entières n_1 et n_2 qui donnent un résultat concordant aux erreurs expérimentales près.

3.5.3 Cas où la vitesse varie lentement

Si la vitesse varie lentement, alors on peut récrire l'équation 3.31 en fonction seulement du temps t :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi(t)}{2\pi} &= \frac{2\tau(1+\delta)}{\lambda_0} v(t) \\ &= \frac{v(t)}{S}. \end{aligned} \tag{3.36}$$

Résumé: Les diagnostics interférométriques VISARS traduisent la vitesse de la surface réfléchissante par un déplacement proportionnel des franges.

3.5.4 Effets des coefficients de réflexion

Objectif: Comment se traduit sur l'interférogramme des VISARS un changement de réflectivité de la surface.

Si les coefficients de réflexion varient dans le temps (par exemple lors d'un changement de phase de la surface réfléchissante), on voit à partir des équations 3.27 et 3.28 qu'on peut avoir un mauvais contraste de l'interférogramme, mais aussi un déphasage supplémentaire.

Le coefficient de réflexion complexe est explicité dans la section 5.1.3, en particulier l'équation 5.21. On traitera ici quelques cas particuliers qui intéressent nos expériences.

3.5.4.1 Cas d'un métal dont la conductivité change

On considère ici que la surface réfléchissante est un métal dont la conductivité électrique $\sigma(t)$ varie dans le temps ; l'interface est du type métal-vide.

En reprenant l'équation 5.21, on définit le coefficient de réflectivité complexe

$$\hat{r} = \frac{k'_1 - k'_2 + ik''_2}{k'_1 + k'_2 - ik''_2}, \tag{3.37}$$

le milieu (1) étant le vide, et le milieu (2) le métal. Les notations k' et k'' se rapportent à la partie réelle et imaginaire du vecteur d'onde.

On définit dans la section 5.1.3 une conductivité critique $\sigma_c = \omega\epsilon_0$, qui dépend de la longueur d'onde. Pour $\lambda = 532$ nm, $\sigma_c \simeq 160 \text{ } \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$. Tant que la conductivité du milieu (2) reste grande devant σ_c , on peut considérer qu'on a une réflexion de type métallique.

En supposant $\sigma(t) \gg \sigma_c$, on peut développer le coefficient de réflexion en $\sigma_c/\sigma(t)$, et on trouve que

$$r(t) = 1 - \sqrt{\frac{2\sigma_c}{\sigma(t)}} \quad (3.38)$$

$$\tau_{R(t)} = -\sqrt{\frac{2\sigma_c}{\sigma(t)}} \quad (3.39)$$

On voit que l'équation 3.29 ne sera pas beaucoup modifiée. Les coefficients de réflexion restent proches de 1, et la variation de contraste sera faible. Il y aura en revanche un changement de phase.

Par exemple, prenons le cas où la conductivité passe à l'instant $t = 0$ d'une valeur infinie à une valeur σ qui reste grande devant σ_c .

$0 < t < \tau$ on a $\sigma(t - \tau) = \infty$ et $\sigma(t) = \sigma$. La figure d'interférence est de la forme

$$I(t) = \frac{\sigma_c}{\sigma} + \left(1 - \sqrt{2\frac{\sigma_c}{\sigma}}\right) [1 + \cos \Phi(t)],$$

le contraste vaut $1 - \frac{\sigma_c}{\sigma}$, et il y a un déphasage supplémentaire de

$$\Delta\Phi = -\sqrt{2\frac{\sigma_c}{\sigma}}$$

$\tau < t$ on a $\sigma(t - \tau) = \sigma(t) = \sigma$, donc on a de nouveau un contraste égal à 1, et le déphasage disparaît.

Une application numérique avec $\sigma = 1000 \text{ } \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$ et $\lambda = 532$ nm donne un déphasage de 9% d'une frange, et un contraste de 0,84. On pourra donc détecter le déphasage sur l'interférogramme.

3.5.4.2 Cas de la métallisation de l'eau

On s'intéresse maintenant au cas particulier de notre étude expérimentale (cf. fig 3.27). Le choc est transmis de l'aluminium dans l'eau à l'instant $t = 0$:

- pour $t < 0$, le faisceau sonde est réfléchi par l'aluminium
- pour $t > 0$, l'eau sous choc réfléchit le faisceau sonde. Le front de choc se déplace à la vitesse D , et la réflectivité est a priori différente de celle de l'aluminium.

En combinant les résultats qu'on vient d'obtenir, on s'attend à ce que l'interférogramme soit qualitativement le suivant :

$t < 0$: le faisceau sonde se réfléchit sur l'aluminium non perturbé, et les franges sont immobiles.

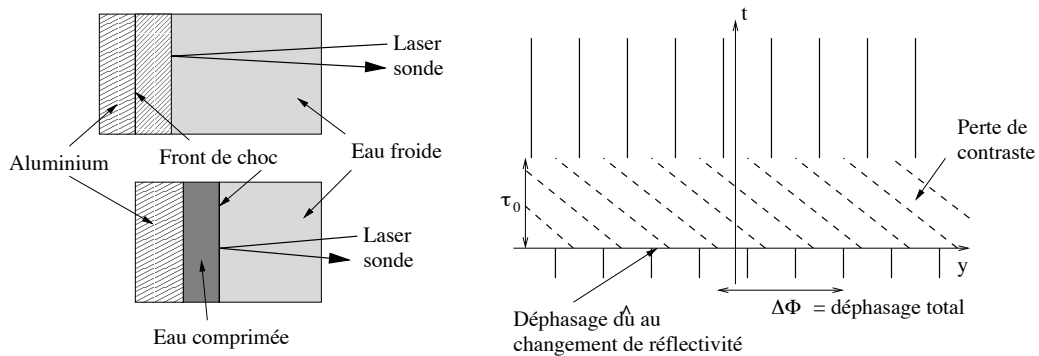


Fig. 3.27: L'interférogramme des VISARS lors de la métallisation de l'eau.

à $t = 0$: le faisceau sonde est réfléchi par le front de choc dans l'eau. Il y a donc une perte de contraste et un déphasage (négatif) à cause du changement de réflectivité.

de $t = 0$ à $t = \tau_0$: la surface réfléchissante se déplace à la vitesse D du choc, et les franges se déplacent linéairement dans le temps.

à $t = \tau_0$: le contraste vaut de nouveau 1, et le déphasage dû au changement de réflectivité disparaît. Un déphasage dû au terme dispersif (δ) s'introduit.

pour $t > \tau_0$: la surface réfléchissante se déplace à vitesse constante, et les franges sont immobiles.

Le déphasage total $\Delta\Phi$ est donc entièrement dû à la vitesse du front de choc D .

Résumé: Un changement instantané de réflectivité de la surface se traduit sur l'interférogramme des VISARS par une perte de contraste et un déphasage qui est en général d'une petite fraction de frange. Ces effets sont temporaires et ne durent que l'instant τ_0 correspondant au retard introduit par l'étalon.

3.5.5 Différents cas de figure – nature de la surface réfléchissante

Objectif: On explicite ici la relation des VISARS en l'adaptant aux cibles utilisées dans nos expériences. On traite les cas particuliers qu'on rencontre expérimentalement, en fonction de la surface de la cible qui réfléchit le laser sonde.

Jusqu'ici, on a explicité la relation des VISARS dans le cas où le faisceau est réfléchi par une surface libre se déplaçant à une vitesse $v(t)$. Or dans nos expériences, la surface réfléchissante peut être en contact avec un matériau diélectrique (cf. par exemple la figure 3.27 où le faisceau sonde est réfléchi à l'interface entre l'eau froide et l'eau comprimée).

L'équation 3.30 demeure valable, car elle a été obtenue en toute généralité. C'est lorsqu'on évalue l'effet Doppler, et qu'on explicite la pulsation $\omega(t)$ qu'il faut distinguer différents cas de figure.

On peut toujours écrire que le déplacement des franges est lié à la variation de longueur d'onde par

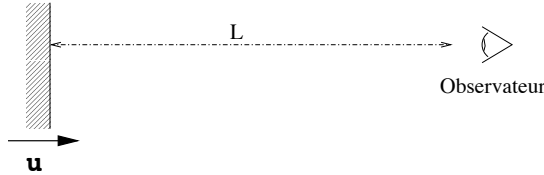
$$F = (1 + \delta) \frac{c\tau}{\lambda_0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (3.40)$$

La variation de longueur d'onde, due à l'effet Doppler, dépend des conditions de réflexion du faisceau sonde. Pour calculer l'effet Doppler (non-relativiste), on choisit une approche classique où on considère que la source émet des paquets de photons à la fréquence ν . On fait alors la différence entre les chemins optiques S_1 et S_2 de deux photons émis à $t = 0$ et $t = \Delta t$ ($= 1/\nu$) :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = (S_1 - S_2) \frac{\nu}{c} \quad (3.41)$$

3.5.5.1 Métal - vide

Objectif: C'est le cas précédent d'une surface libre. Ce cas est celui des cibles les plus simples (feuilles d'aluminium par exemple).



La vitesse de la surface réfléchissante est la vitesse fluide u . Les chemins optiques valent

$$\begin{aligned} S_1 &= 2L \\ S_2 &= 2L - 2u\Delta t \end{aligned}$$

et la formule (3.41) se réduit à

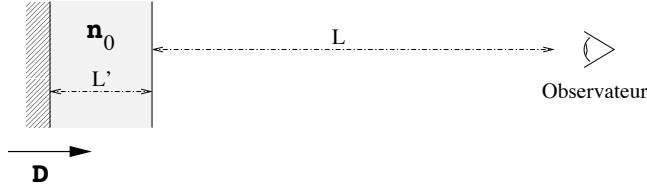
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{u}{c},$$

d'où la formule trouvée précédemment (éq. 3.35)

$$u = \frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F. \quad (3.42)$$

3.5.5.2 Métal - (n_0) - vide

Objectif: C'est le cas qui nous intéresse plus particulièrement : le laser sonde est réfléchi à l'interface entre l'eau comprimée (lorsqu'elle est métallisée) et l'eau froide.



La vitesse de la surface réfléchissante est celle du front de choc D . Les chemins optiques sont

$$\begin{aligned} S_1 &= 2(L + n_0 L') \\ S_2 &= 2[L + n_0(L' - D\Delta t)], \end{aligned}$$

d'où la variation de longueur d'onde

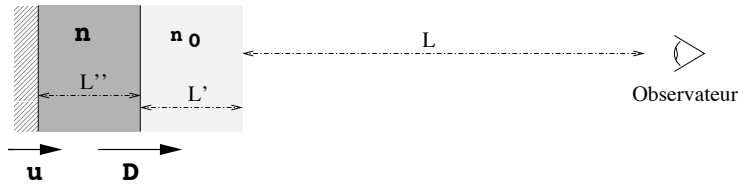
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{n_0 D}{\nu},$$

soit :

$$D = \frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)n_0} F. \quad (3.43)$$

3.5.5.3 Métal - (n) - (n_0) - vide

Objectif: Ce cas se présente lorsque l'eau comprimée n'est pas métallisée. Le laser sonde traverse alors l'eau sous choc, et se réfléchit sur l'aluminium.



Le faisceau sonde traverse un milieu d'indice n_0 , généralement connu, puis un milieu d'indice n , généralement inconnu, avant d'être réfléchi. On a

$$\begin{aligned} S_1 &= 2(L + n_0 L' + n L'') \\ S_2 &= 2[L + n_0(L' - D\Delta t) + n(L'' + (D - u)\Delta t)] \end{aligned}$$

et

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{n_0 D - n(D - u)}{\nu},$$

d'où la relation suivante :

$$n_0 D - n(D - u) = \frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F. \quad (3.44)$$

En utilisant la conservation de la masse 2.38, on peut écrire de manière équivalente :

$$\frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F = u \left[1 + \frac{\rho(n_0 - 1) - \rho_0(n - 1)}{\rho - \rho_0} \right]. \quad (3.45)$$

Si maintenant on prend un modèle où l'indice optique varie linéairement avec la densité,

$$n = n_0 + \alpha(\rho - \rho_0), \quad (3.46)$$

on trouve l'expression suivante :

$$\frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F = u (n_0 - \alpha\rho_0). \quad (3.47)$$

Dans cette dernière expression, l'unique inconnue restante est le coefficient de linéarité α , qui dépend du modèle choisi (cf. section 5.2.2). En particulier, dans les modèles empiriques (section 5.2.2.4) de

Gladstone-Dale , $\alpha = (n_0 - 1)/\rho_0$, de sorte que

$$\frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F = u$$

Kormer , $\alpha = dn/d\rho$, et

$$\frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} F = u \left[n_0 - \rho_0 \frac{dn}{d\rho} \right].$$

3.5.6 Intérêt d'utiliser deux longueurs d'onde différentes

Objectif: Le dispositif expérimental du LULI a été modifié entre la campagne de juillet 2000 et celle de février 2002. En particulier, on a développé deux VISARS à deux longueurs d'onde différentes (532 et 1064 nm). La même modification a été apportée sur le laser Vulcan entre la campagne de décembre 2000 et celle de décembre 2001. On explique ici pourquoi cette modification a été faite.

L'idée d'utiliser deux longueurs d'onde différentes pour les diagnostics VISARS est venue après les premières séries d'expériences sur l'équation d'état de l'eau. Il est en effet apparu que les mesures de réflectivité pouvaient être complétées par l'information obtenue à deux longueurs d'onde.

Dans la section 5.1, on explique comment on peut évaluer la conductivité électrique de l'eau à partir de la mesure de la réflectivité. On s'attend à ce que le comportement

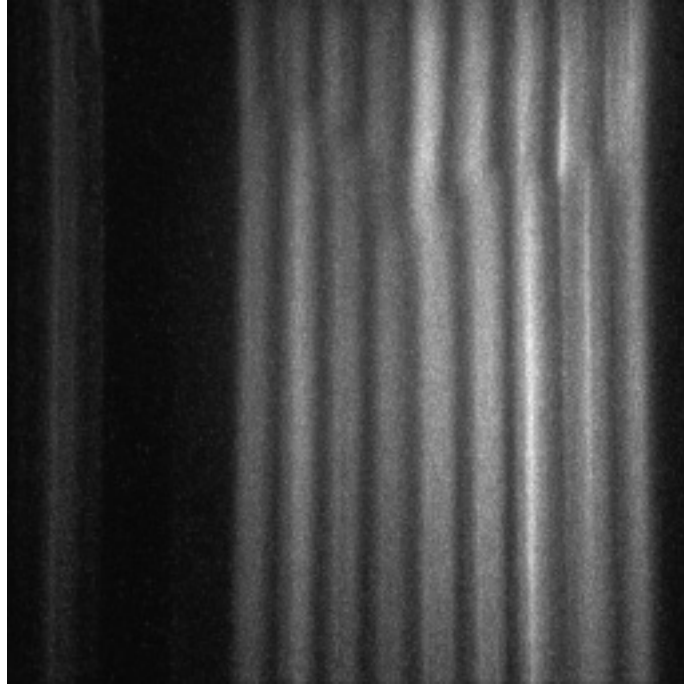


Fig. 3.28: Exemple d'image obtenue à partir des VISARS. Pour déterminer la valeur de \mathbf{k} , on utilise une large zone de l'interférogramme

optique de l'eau comprimée puisse être différent à 532 ou 1064 nm, notamment lors de la transition isolant-métal.

Résumé: Utiliser deux longueurs d'onde pour les VISARS permet d'obtenir des renseignements supplémentaires sur le comportement optique de l'eau comprimée.

3.5.7 Analyse des interférogrammes

Objectif: On détaille ici la procédure d'analyse des interférogrammes obtenus avec les VISARS, notamment comment on obtient numériquement la valeur de la phase.

Pour analyser les images obtenues avec les VISARS (cf. la figure 3.28 pour un exemple d'image), nous avons mis au point un programme qui effectue un *fit* numérique sur les franges.

Étant donnée une section de l'image correspondant à un temps t fixé (cf. fig. 3.31), on cherche un fit de la forme

$$I_t(x) = \mathbf{E}_t(x) + \mathbf{A}_t(x) \sin(\mathbf{k}x + \phi_t) \quad (3.48)$$

où \mathbf{E}_t et \mathbf{A}_t sont des polynômes du degré souhaité, \mathbf{k} est le vecteur d'onde, et ϕ_t la phase.

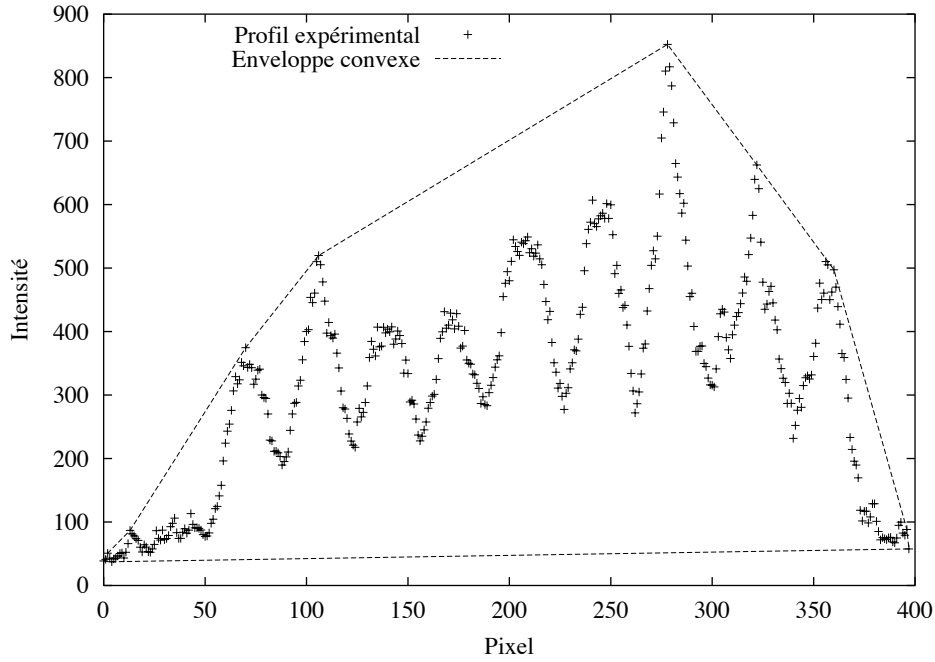


Fig. 3.29: Enveloppe convexe du signal obtenu à partir des VISARS

Le vecteur d'onde \mathbf{k} doit rester invariant dans le temps, puisque l'interfrange ne varie pas (cf. section 3.5.2.2). Pour l'obtenir numériquement, on effectue une transformée de Fourier rapide sur l'ensemble de l'image (où sur une zone restreinte), et on filtre le résultat obtenu afin d'éliminer les valeurs de \mathbf{k} trop petites (qui correspondent au bruit dû à la pixelisation) ou trop grandes (qui correspondent à la dimension finie de l'image).

Il est indispensable que la valeur numérique de \mathbf{k} soit la même d'une section à l'autre, sinon le fait de comparer les phases ϕ_t perd son sens.

Pour l'image de la figure 3.28, le programme donne une valeur

$$\mathbf{k} = 0,176621 \text{ rad.pixel}^{-1}$$

Une fois que l'on connaît \mathbf{k} , il reste à effectuer le fit par rapport aux coefficients polynomiaux et à la phase. L'équation 3.48 est linéaire par rapport aux coefficients polynomiaux, mais ne l'est pas par rapport à la phase. La stratégie retenue est la suivante :

1. On cherche de bonnes valeurs de départ pour les polynômes. Pour cela, on calcule l'enveloppe convexe du profil (cf. fig. 3.29, que l'on peut décomposer en une partie supérieure C^+ et une partie inférieure C^-).
2. Ayant les points de la partie supérieure et de la partie inférieure, il est facile de trouver deux polynômes $P^+(x)$ et $P^-(x)$ du degré que l'on veut qui interpolent au mieux les points.

3. On choisit alors

$$E(x) = \frac{P^+(x) + P^-(x)}{2}$$
$$A(x) = \frac{P^+(x) - P^-(x)}{2}$$

4. On choisit ensuite la valeur de la phase qui minimise l'écart quadratique entre le profil expérimental et la formule du 3.48. Le problème n'est pas linéaire, mais la phase ϕ ne varie qu'entre 0 et 2π , ce qui permet d'essayer un grand nombre de valeurs discrètes.
5. à ce stade, on a des bonnes valeurs de départ pour les polynômes et pour la phase. Il suffit alors de
- (a) minimiser l'écart quadratique à ϕ constant (et ce problème est linéaire par rapport aux coefficients polynomiaux), puis de
 - (b) minimiser par rapport à la phase, et de
 - (c) répéter ces deux opérations itérativement jusqu'à ce que l'écart quadratique ait convergé.

La procédure est schématisée figure 3.30, et le résultat final est représenté figure 3.31 avec des polynômes de degré 3 dans cet exemple.

En appliquant la méthode à une image expérimentale, comme sur la figure 3.32 on obtient à chaque pas temporel la valeur de la phase de l'interférogramme.

Résumé: Nous avons développé un programme permettant d'obtenir numériquement la valeur de la phase à partir des images expérimentales.

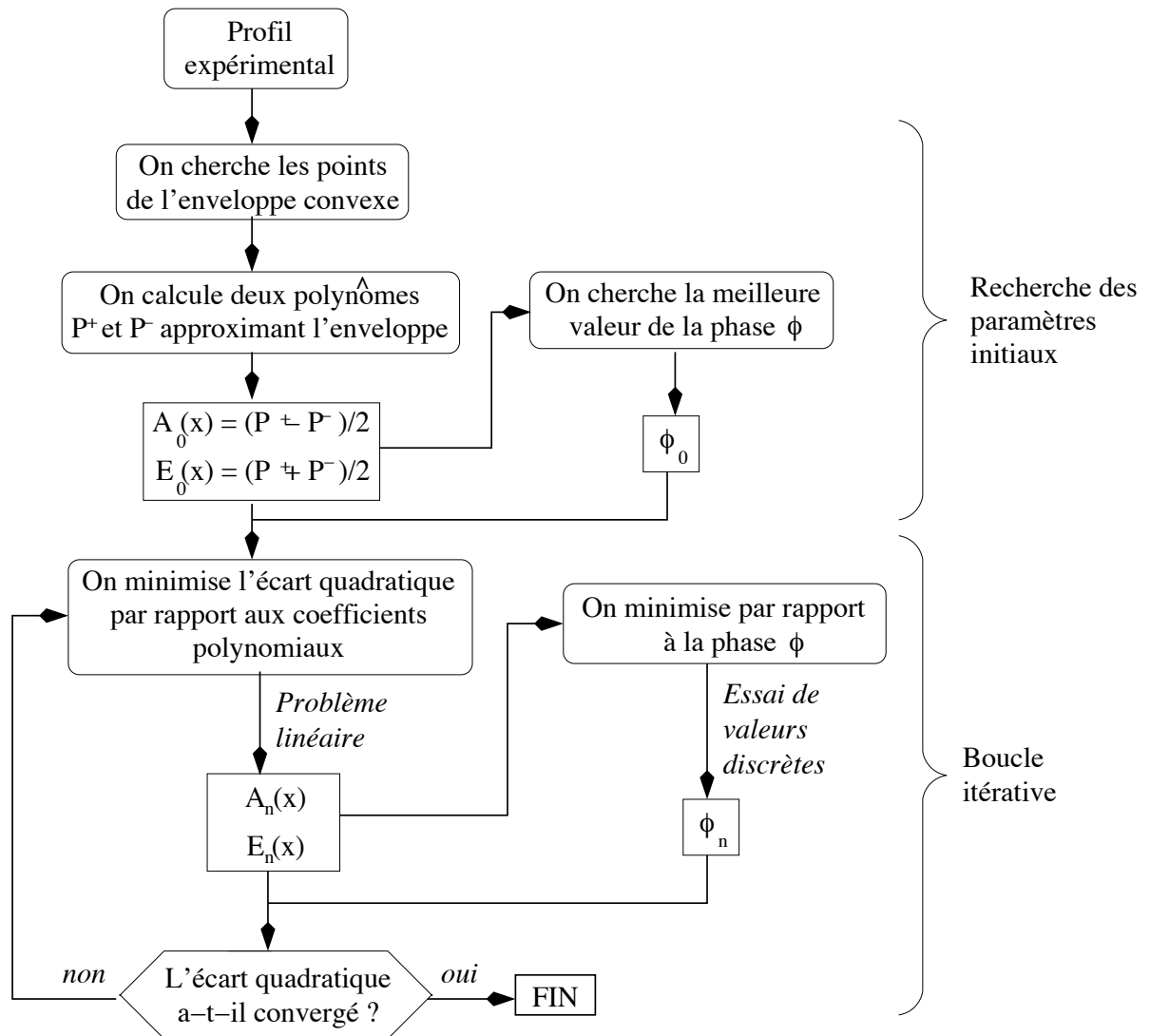


Fig. 3.30: Procédure pour obtenir les valeurs numériques du fit. Une fois obtenues des valeurs de départ pour les coefficients polynomiaux et pour la phase, on effectue une boucle itérative jusqu'à ce que la différence quadratique ait convergé.

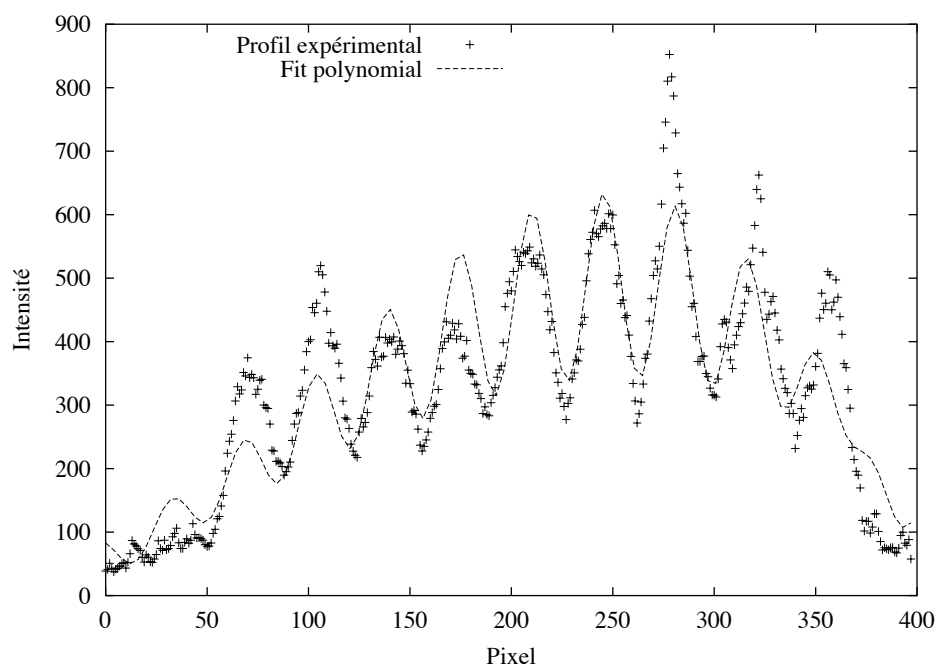


Fig. 3.31: Signal obtenu à partir de l'image de la figure 3.28 à un temps t fixé, et fit numérique à une fonction polynomiale de la forme $E(x) + A(x) \sin(kx + \phi)$, où les polynômes sont de degré 3 dans cet exemple.

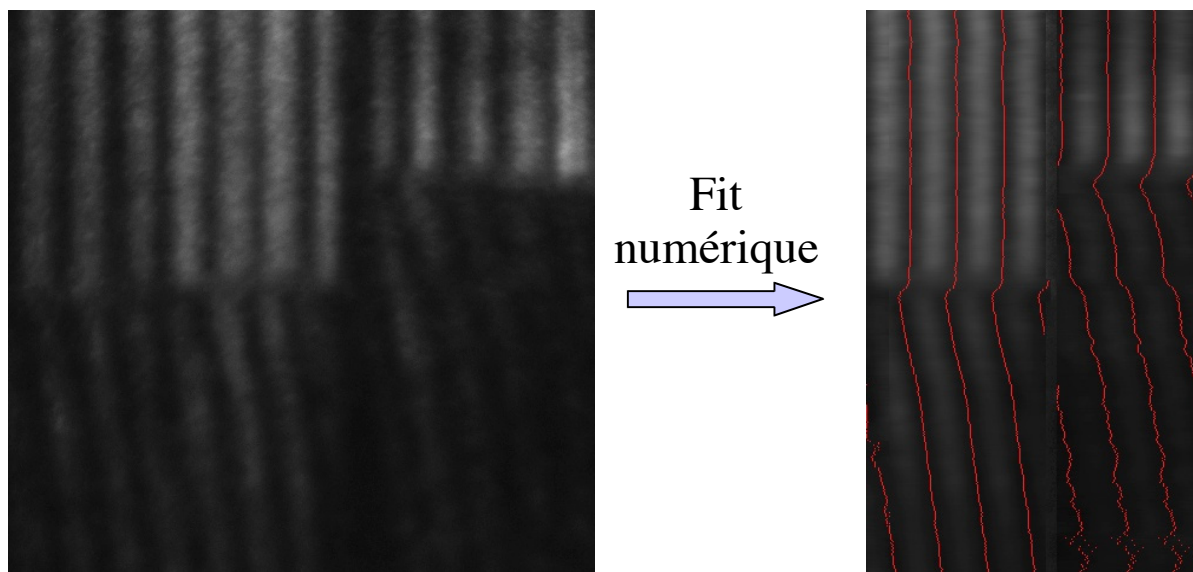


Fig. 3.32: Fit numérique d'une image expérimentale

3.6 Diagnostics d'émission propre et mesure de température

Objectif: On détaille dans cette section la calibration du diagnostic de température.

3.6.1 Rappels sur la mesure de température

La mesure de la température est un enjeu important, car les modèles d'équation d'état disponibles sont souvent en désaccord sur ce point. Une détermination expérimentale de la température permettrait de mieux valider les modèles.

3.6.1.1 Différents cas de figure en face arrière de la cible

En général, la mesure de la température est faite en mesurant l'émission propre de la face arrière de la cible. Il y a plusieurs cas à distinguer, selon ce qui se produit en face arrière de la cible au moment du débouché du choc (cf. fig. 3.33) :

- (a) on peut avoir un plasma en détente (Fe, Al, etc). C'est le cas lorsqu'on mesure la température d'un matériau initialement opaque ; l'émission propre n'est visible qu'après le débouché en face arrière.
- (b) on peut avoir un choc qui se propage dans un matériau initialement transparent (eau, H₂, etc). L'émission est visible durant la propagation du choc à travers une épaisseur connue du matériau froid.
- (c) le choc peut se propager dans une fenêtre d'un matériau qui reste transparent à hautes pression, comme le LiF ou le quartz. L'émission due au LiF sous choc est alors négligeable, et le signal mesuré est l'émission du matériau opaque (Fe par exemple), à travers une épaisseur croissante de LiF.

Le cas le plus délicat est sans doute le (a), car la lumière émise traverse un gradient de densité, qu'il faut pouvoir modéliser correctement. Plusieurs travaux ont été réalisés dans le cas particulier d'un plasma d'aluminium en expansion [15, 27, 68, 78].

Le cas qui nous intéresse est le (b) : nous mesurons l'émission de lumière par l'eau comprimée au cours de la propagation du choc dans l'eau.

3.6.1.2 Corps noirs et corps gris

En toute généralité, on peut écrire qu'un corps porté à une température T émet de la lumière selon la loi de Planck [79] :

$$I(\lambda, T) = e(\lambda) \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \quad (3.49)$$

où le facteur $e(\lambda)$ est l'émissivité à la longueur d'onde λ . L'hypothèse de corps noir pose $e(\lambda) = 1$ pour toutes les longueurs d'onde. On obtient alors les courbes de la figure

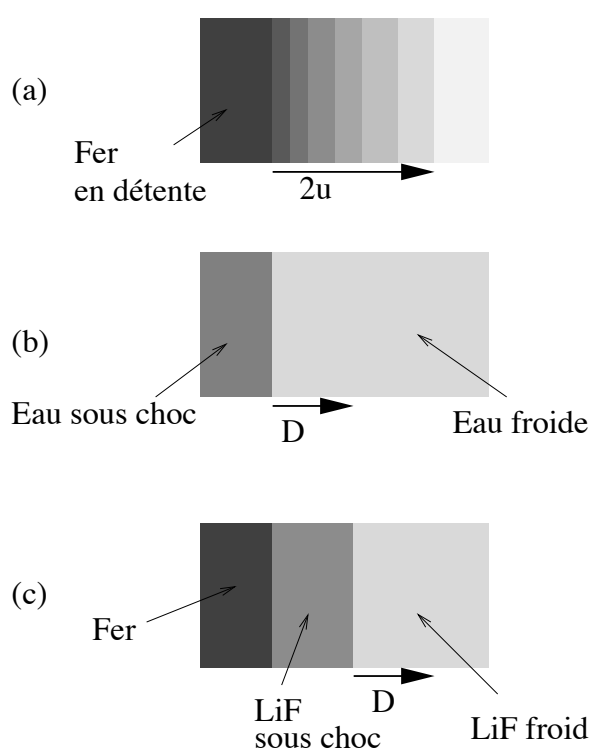


Fig. 3.33: Mesure de la température en face arrière d'une cible. (a) : plasma en détente, (b) : le choc se propage dans un matériau initialement transparent, (c) : le choc se propage dans une fenêtre transparente.

3.34. En général, on adoptera l'hypothèse d'une émission de corps noir quand on ne sait pas comment évaluer l'émissivité. Si au contraire on peut évaluer l'émissivité, on dit qu'on a mesuré une température de corps gris.

La famille des courbes de Planck peut être vue comme une famille de courbes à un paramètre, la température. Ces courbes ont des propriétés mathématiques particulières :

- à λ fixée, elles sont croissantes en fonction de T .
- à T fixée, elles ont une forme en cloche, et présentent un maximum à

$$\lambda_{\max} = \frac{2,989.10^{-3} \text{ K.m}}{T} = \frac{257,6 \text{ eV.nm}}{T(\text{eV})}$$

- l'intégrale sur les longueurs d'onde à T fixée donne la loi de Stefan-Boltzmann

$$\begin{aligned} \Phi &= \sigma T^4 \\ \sigma &= \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} \end{aligned}$$

- le rapport de la radiance à deux longueurs d'onde différentes est une fonction monotone de la température.

3.6.1.3 Méthodes de mesures expérimentales de la température

Mesurer expérimentalement une température de corps noir revient toujours à choisir le paramètre T qui réalise le meilleur accord entre la mesure et une courbe de Planck. Pour cela, il y a plusieurs stratégies, et la température déterminée expérimentalement porte un nom selon la stratégie adoptée (cf. fig. 3.34) :

température de radiation : on mesure la puissance totale émise par unité de surface par le corps à toutes les longueurs d'onde. La température est alors liée à l'énergie émise par la loi de Stefan-Boltzman :

$$P_{\text{totale}} = \int d\lambda I(\lambda) = \sigma T^4, \quad (3.50)$$

où $\sigma = 5,6710^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzman.

température de brillance : on mesure de manière absolue la radiance à une longueur d'onde donnée, qui est une grandeur croissante avec la température. Ce type de mesure nécessite une calibration *absolue* du diagnostic.

température spectrale : on mesure la forme du spectre d'émission (dans un domaine donné de longueurs d'ondes), et on en déduit la courbe de Planck qui réalise le meilleur accord avec le spectre expérimental.

température de couleur : on mesure le rapport entre l'émission à deux longueurs d'ondes différentes. La figure 3.35 montre par exemple le rapport entre l'émission de corps noir à $\lambda_2 = 600 \text{ nm}$ et l'émission à $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ en fonction de la température.

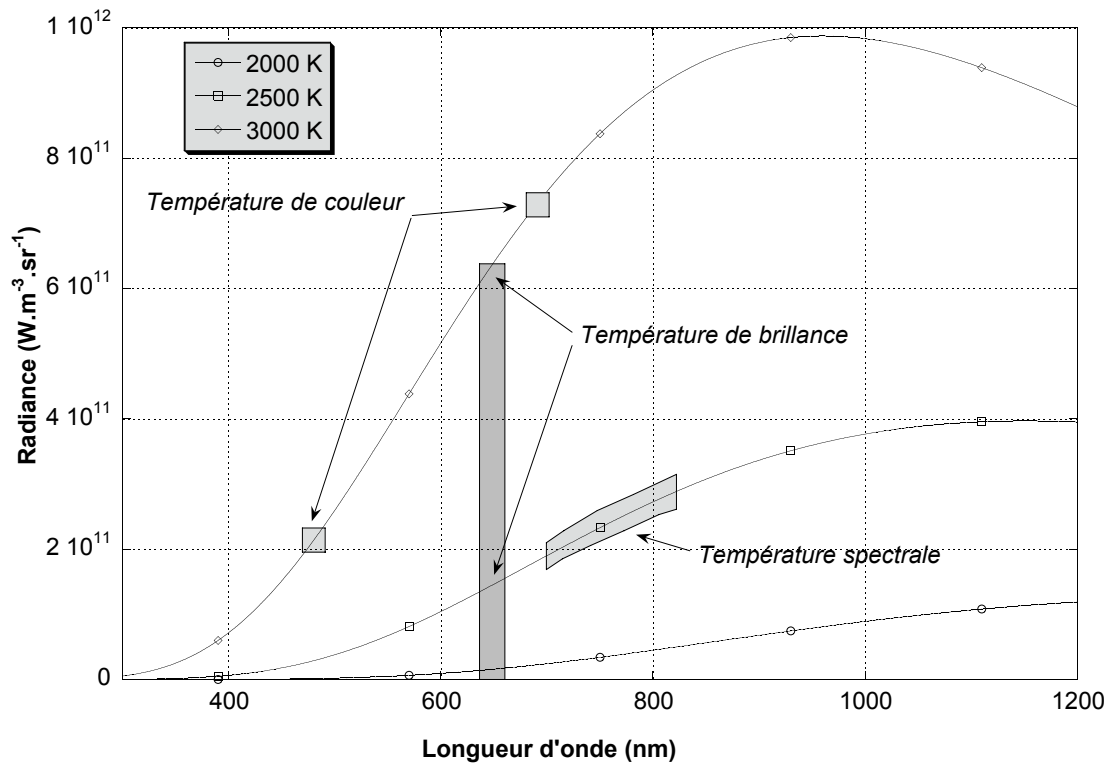


Fig. 3.34: Émission de corps noir : on a tracé la radiance d'un corps noir à trois températures (2000, 2500 et 3000 K), et les différentes stratégies de mesure de la température.

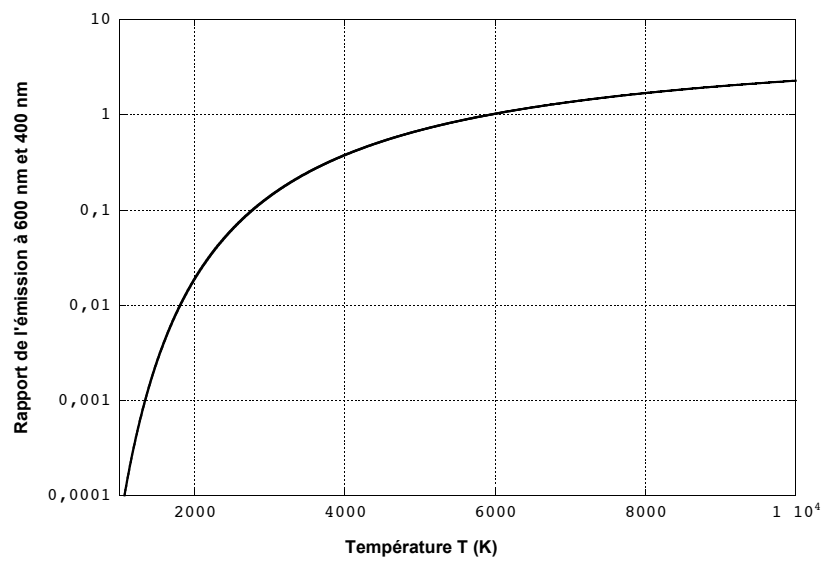


Fig. 3.35: Température de couleur : on a tracé le rapport entre l'émission à $\lambda_2 = 600$ nm et l'émission à $\lambda_1 = 400$ nm en fonction de la température.

3.6.1.4 Contraintes des différentes méthodes

La mesure de la température de radiation nécessite un détecteur sensible à toutes les longueurs d'onde, afin de pouvoir mesurer l'énergie totale émise.

La température de brillance nécessite de connaître avec précision à quelle radiance correspond un signal mesuré $S(\lambda_0)$. Il faut donc connaître à la fois la transmission optique $t(\lambda_0)$ du système de relais d'image à la longueur d'onde λ_0 , et la sensibilité $s(\lambda_0)$ du diagnostic. On écrira alors que le signal mesuré est lié à la radiance d'un corps noir par

$$B(\lambda_0, T)e(\lambda_0) = \frac{S(\lambda_0)}{s(\lambda_0)t(\lambda_0)}.$$

L'erreur expérimentale est donc principalement due à la calibration absolue du diagnostic.

Pour les deux dernières méthodes, on n'a en revanche pas besoin de calibrer de manière absolue le diagnostic ; il faut toutefois connaître la forme de la transmission optique $t(\lambda)$ du système de reprise d'image, soit dans toute une gamme de longueurs d'onde si on mesure la température spectrale, soit à deux longueurs d'onde si on mesure la température de couleur.

De même, il faut que le diagnostic réponde linéairement avec la radiance, et il faut connaître la forme de la sensibilité $s(\lambda)$.

Ainsi, on pourra écrire qu'un signal mesuré $S(\lambda)$ est relié à la radiance d'un corps noir par

$$S(\lambda) = s(\lambda)t(\lambda)B(\lambda, T)e(\lambda).$$

Si on mesure la température spectrale, on écrira que

$$\frac{S(\lambda)}{s(\lambda)t(\lambda)} \propto B(\lambda, T)e(\lambda),$$

et si on mesure la température de couleur,

$$\frac{S(\lambda_2)}{S(\lambda_1)} \frac{s(\lambda_1)t(\lambda_1)}{s(\lambda_2)t(\lambda_2)} \propto \frac{B(\lambda_2, T)e(\lambda_2)}{B(\lambda_1, T)e(\lambda_1)}.$$

Le choix des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 doit être fait en fonction de la gamme de température qu'on s'attend à mesurer. En effet, si on a un diagnostic dont le régime dynamique est par exemple de 1 à 1.000, alors on peut s'attendre à mesurer des signaux dont le rapport variera au mieux de 10^{-3} à 10^3 . Il faut donc que les températures correspondantes soient celles qu'on veut pouvoir mesurer.

Il faut aussi que les longueurs d'ondes soient suffisamment différentes, car sinon le rapport des émissions sera toujours proche de 1, et l'erreur sur la température sera grande.

Enfin pour des raisons pratiques (utilisation de lentilles optiques), on devra se limiter aux domaines du visible et du proche infrarouge.

Le choix de 400 et 600 nm comme sur la figure 3.35 permet de mesurer des températures de l'ordre de l'eV : un rapport de 1 correspond à une température de 6.000 K.

Ces deux dernières méthodes présentent donc l'avantage qu'on ne cherche pas à mesurer la constante de proportionnalité, mais son allure en fonction de λ ou son rapport à deux longueurs d'onde différentes. Elles sont légèrement plus compliquées à mettre en oeuvre expérimentalement, soit parce qu'on doit utiliser un spectromètre, soit parce qu'on doit séparer la lumière émise à deux longueurs d'onde.

L'erreur expérimentale dans ce cas sera principalement due à la qualité du signal.

Le tableau ci-dessous résume les méthodes expérimentales de mesure de la température :

Mesure de température	Contraintes	Sources d'erreur
Brillance	Calibration <i>absolue</i>	Essentiellement la calibration
Couleur	Linéarité $T(\lambda_1)$ et $T(\lambda_2)$	Qualité du signal
Spectrale	Linéarité $T(\lambda)$	Qualité du signal

Pour nos expériences, nous avons choisi de mesurer la température de brillance. Les sections suivantes présentent en détail le diagnostic d'émission propre, d'abord la calibration que l'on vient d'évoquer, puis une discussion des hypothèses permettant d'évaluer l'émissivité.

3.6.2 Diagnostic d'émission propre

On décrit ici en détail le diagnostic d'émission propre utilisé en décembre 2001 sur le laser Vulcan lors de la campagne «Recreating planetary cores». Le dispositif de reprise d'image est représenté sur la figure 3.36.

Les expériences réalisées au LULI utilisaient le même diagnostic ; on ne décrira donc pas le diagnostic du LULI, semblable en tous points à celui du RAL. Seules les valeurs numériques des constantes de calibration diffèrent.

Pour pouvoir utiliser le diagnostic de température, on doit

1. d'une part faire une hypothèse permettant de relier la température de l'échantillon sous choc à la quantité de lumière qu'il émet. L'hypothèse retenue est celle d'une émission de corps noir ou de corps gris.
2. d'autre part mesurer précisément la quantité de lumière émise par l'échantillon comprimé. Il faut donc
 - (a) calibrer la transmission optique du système de relais d'image, pour savoir quelle fraction de lumière émise parvient au détecteur,
 - (b) et calibrer le détecteur, pour savoir quelle quantité de lumière il reçoit.

La figure 3.37 résume les différentes étapes.

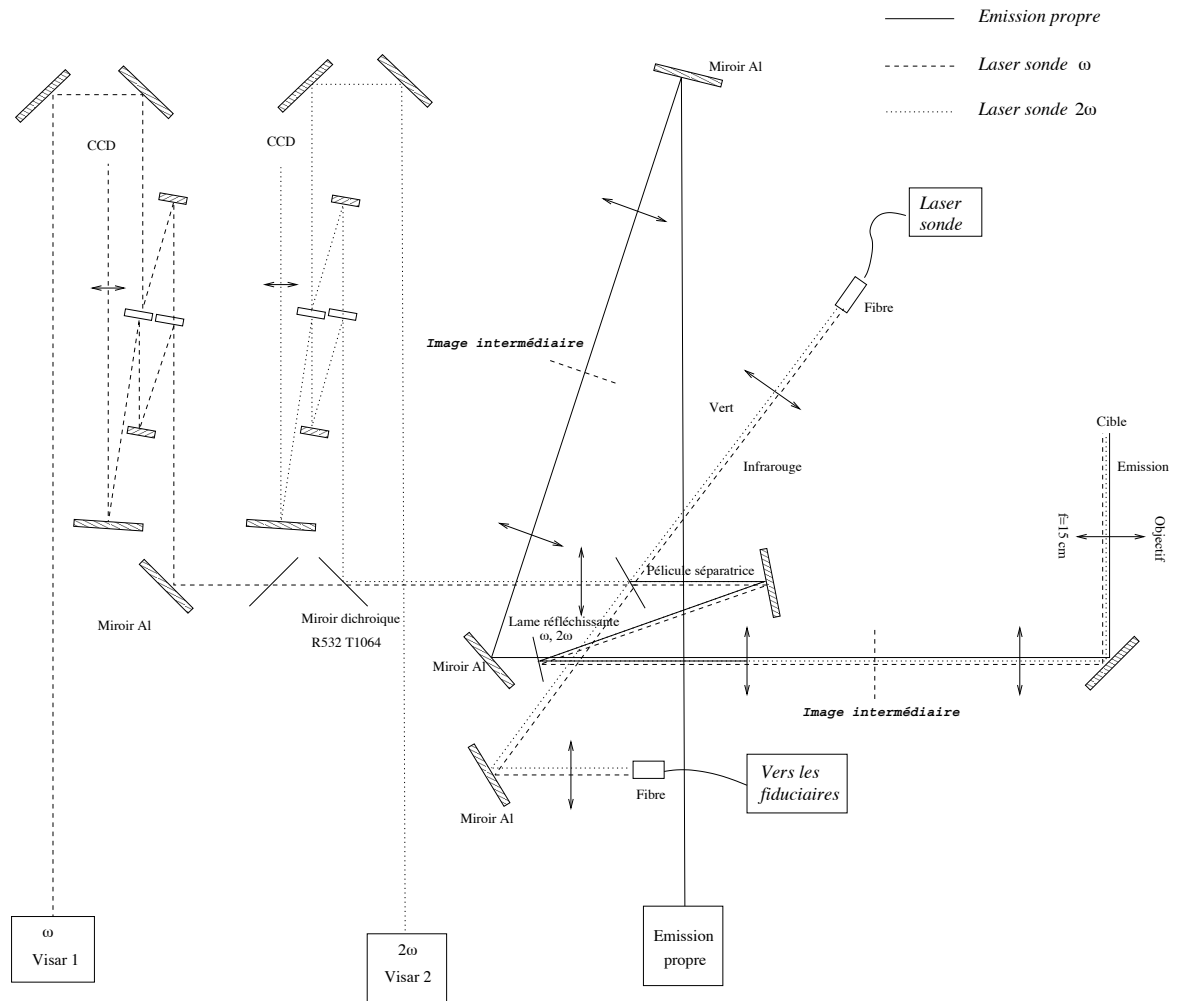


Fig. 3.36: Dispositif expérimental de la campagne Vulcan 2001 : le système de reprise d'image

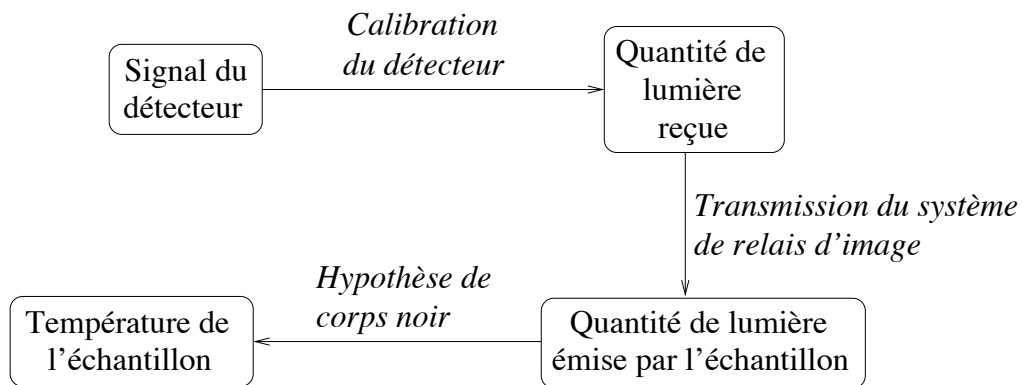


Fig. 3.37: Principe du diagnostic de température, ou comment on remonte à la température de brillance à partir du signal mesuré.

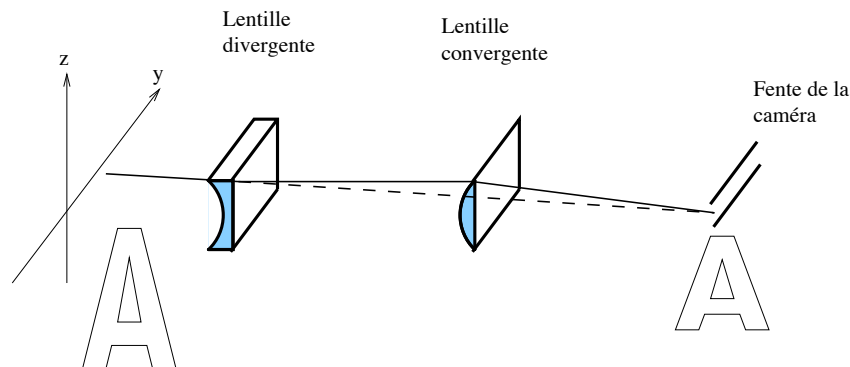


Fig. 3.38: Principe des lentilles cylindriques : on utilise une lentille divergente et une lentille convergente pour «aplatir» l'image.

3.6.3 Calibration du système de relais d'image

Objectif: La première étape de la calibration du diagnostic de température consiste à savoir quelle fraction de lumière émise par l'échantillon comprimé arrive jusqu'au diagnostic. On mesure donc, par deux méthodes indépendantes, la transmission optique du système de relais d'image.

Pour calibrer le système de relais d'image, on a utilisé deux méthodes indépendantes :

1. la mesure du spectre de transmission de chacun des composants optiques,
2. la mesure de la transmission globale à 650 nm du système,

et on a vérifié que les deux valeurs obtenues étaient compatibles.

3.6.3.1 Lentilles cylindriques

Objectif: On fait un rappel sur les lentilles cylindriques, puisqu'on en a utilisé dans le système optique.

Comme nous utilisons des caméras à balayage de fente, il peut être intéressant d'aplatir l'image dans le sens de la fente. Ainsi, on augmente la quantité de lumière reçue par la caméra, et on élimine une partie du bruit expérimental en «lissant» les irrégularités. On utilise pour cela des lentilles cylindriques, également appelées lentilles anamorphiques.

La figure 3.38 représente le principe de fonctionnement des lentilles cylindriques : ce sont des lentilles qui dévient les rayons lumineux le long d'un axe (celui des y), et les laissent invariants le long de l'autre axe (celui des z).

De ce fait, on doit les utiliser par paire pour faire coïncider les plans de focalisation y et z . Par exemple, comme sur la figure 3.38, on fait l'image d'un objet sur la fente de la caméra. En l'absence des lentilles cylindriques, on a réglé le système optique de

manière à ce que l'image soit nette sur la fente.

Si maintenant on insère une lentille cylindrique convergente seule, afin d'aplatir l'image, l'image sur la fente sera nette dans l'axe des y , mais floue dans l'axe des z . Il faut donc insérer une lentille cylindrique divergente de sorte que l'image soit nette dans les deux axes.

L'image sur la fente aura donc un grandissement horizontal (axe des y) inchangé, mais le grandissement vertical (axe des z) sera différent.

3.6.3.2 Spectre de transmission des composants optiques

Objectif: La première méthode consiste à mesurer le spectre de chacun des composants optiques du système de relais d'image.

Le système de relais d'image du diagnostic d'émissivité comprend :

- un objectif de focale 15 cm, protégé par une lentille à ménisque (qu'on change à chaque tir),
- 4 lentilles AAP 1000,
- 3 miroirs aluminium traités,
- deux filtres interférométriques Notch, l'un coupant la longueur d'onde 532 nm, l'autre 1064 nm,
- une lame réfléchissante à ω et 2ω . C'est une lame interférométrique qui a été conçue pour une utilisation à incidence normale. Nous l'utilisons à un angle de 10° par rapport à la normale.
- deux lentilles cylindriques, qui ne font pas toujours partie du système optique, car on s'est laissé la liberté de les enlever ou de les mettre.

Grâce à un spectrophotomètre, nous avons mesuré le spectre de transmission de chacun de ces composants, le spectre de transmission total est tracé sur la figure 3.39.

On a tracé le même spectre en échelle logarithmique sur la figure 3.40, pour mettre en évidence le rôle des filtres interférentiels Notch : ils assurent à eux seuls une densité optique de 6 aux longueurs d'onde 532 et 1064 nm. Combinés à la lame réfléchissante, on a une densité optique de 8.

Le laser sonde a une énergie de quelques mJ, une durée de 10 ns, et la dimension du faisceau est de l'ordre du cm^2 . Dans ces conditions, l'ordre de grandeur de l'intensité lumineuse qui arrive sur le diagnostic d'émissivité en provenance du laser sonde est donc de $10^{9-\text{DO}} \text{ W.m}^{-2}$, où DO est la valeur numérique de la densité optique à 532 ou 1064 nm. La température à laquelle un corps noir émettrait la même intensité lumineuse est donnée par

$$\sigma T^4 = 10^{9-\text{DO}} \text{ W.m}^{-2},$$

soit avec $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann :

$$T_{\text{ev}} \simeq 10^{-\text{DO}/4}.$$

Cette relation signifie que si on ne coupait pas les longueurs d'onde 532 et 1064 nm, l'intensité du laser sonde arrivant sur le diagnostic d'émissivité serait comparable à

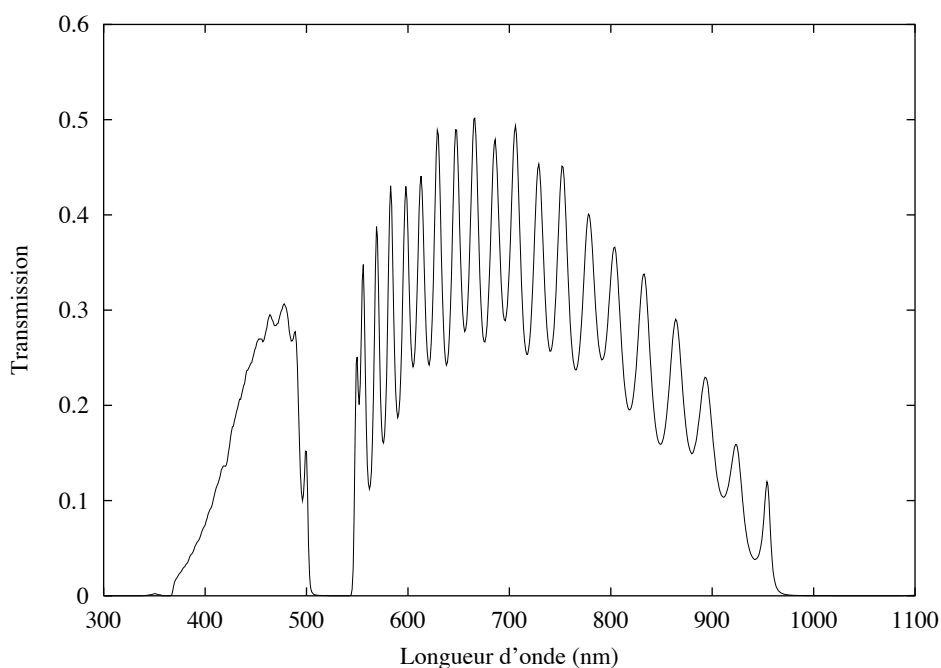


Fig. 3.39: Transmission du système de relais d'image du diagnostic d'émissivité : la lame réfléchissante est la cause des oscillations ; les filtres interférentiels Notch coupent les longueurs d'onde 532 et 1064 nm.

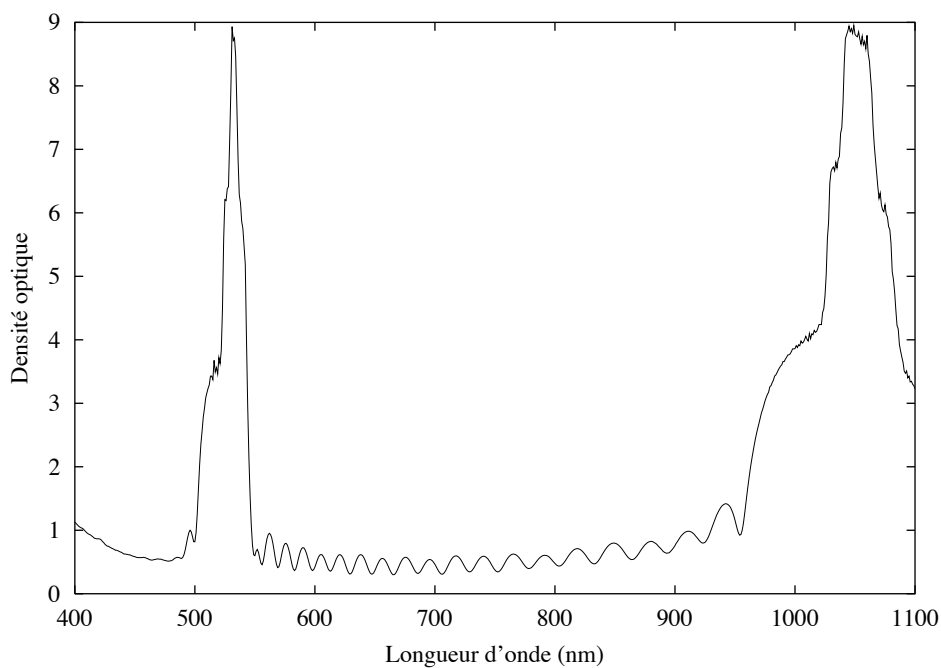


Fig. 3.40: Densité optique du système de relais d'image du diagnostic d'émissivité : les filtres interférentiels Notch et la lame réfléchissante assurent une densité optique de 8 aux longueurs d'onde 532 et 1064 nm, celles du laser sonde.

l'intensité émise par un corps noir porté à une température de 1 eV. Au contraire avec une densité optique de 8, l'intensité du laser sonde est réduite à celle d'un corps noir dont la température serait de l'ordre de 100 K. Notre diagnostic ne sera donc pas perturbé par le signal du laser sonde.

Par ailleurs, on utilise des filtres passe-bande centrés sur 650 nm, de largeur spectrale 10, 25 ou 40 nm. On peut alors définir la transmission moyenne du système optique à $650 \pm \Delta\lambda/2$ nm comme étant

$$T_{\Delta\lambda}(650 \text{ nm}) = \frac{\int d\lambda T(\lambda) \text{Filtre}_{\Delta\lambda}(\lambda)}{\int d\lambda \text{Filtre}_{\Delta\lambda}(\lambda)}. \quad (3.51)$$

On trouve alors les valeurs numériques suivantes :

Filtre $_{\Delta\lambda}$	Transmission (%)
10 nm	39,7
25 nm	36,8
40 nm	35,8

3.6.3.3 Transmission globale du système de relais d'image

Objectif: La deuxième méthode consiste à mesurer la transmission globale à 650 nm du système de reprise d'image.

Dans l'appendice A, on explicite le calcul de l'angle solide sous lequel est vue une surface depuis un point. Dans la calibration des diagnostics de température, on a besoin de connaître avec précision cet angle, car la quantité de lumière émise par une source ponctuelle et collectée par une lentille lui est directement proportionnelle.

Dans la suite de l'exposé, on donne directement les valeurs numériques obtenues avec les équations A.1 ou A.2 de la page 229.

3.6.3.3.1 Calibration des photomultiplicateurs

Objectif: Les photomultiplicateurs sont des détecteurs qui traduisent la quantité de lumière reçue en une tension électrique. On s'en est servi pour mesurer la transmission optique du système de relais d'image, donc on en présente ici la calibration.

La figure 3.41 présente le dispositif utilisé pour la calibration des photomultiplicateurs. On a utilisé le photomultiplicateur à la tension de contrôle de 0,893 V.

La puissance rayonnée par la lampe de calibration entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ à travers la surface S et dans un angle solide Ω vaut

$$dP(\lambda) = \Omega S \frac{L}{L_0} \text{Lampe}_0(\lambda) d\lambda, \quad (3.52)$$

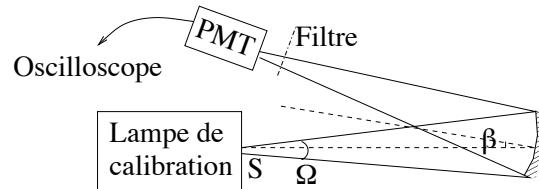


Fig. 3.41: Calibration des photomultiplicateurs : On collecte la lumière émise par la lampe de calibration avec un angle solide Ω connu, au moyen d'un miroir parabolique. Le miroir et la lampe sont éloignés du double de la distance focale du miroir, pour avoir un grandissement de 1.

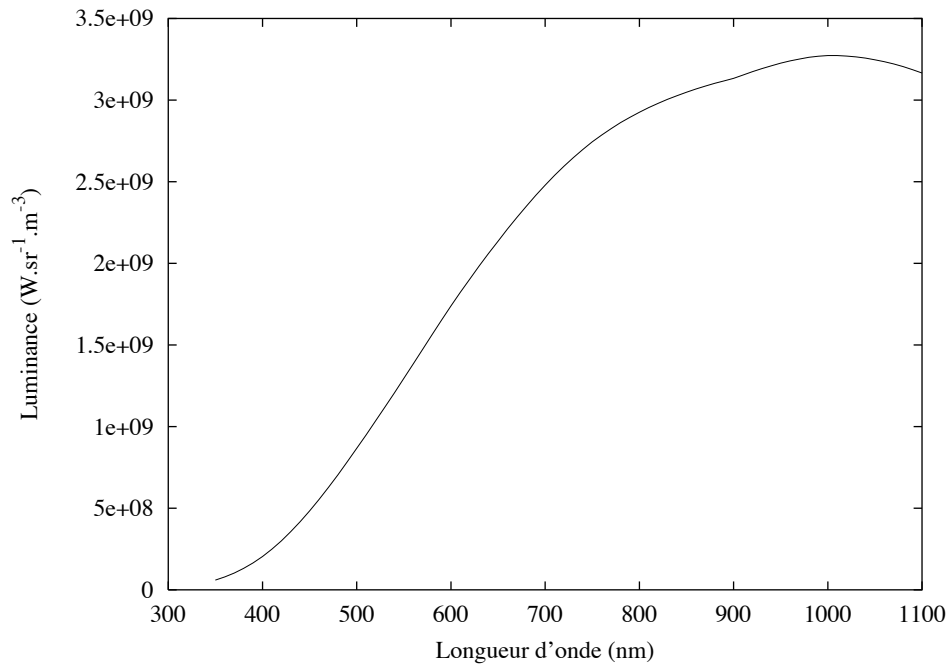


Fig. 3.42: Luminance de la lampe de calibration à la luminosité $L_0 = 29520$ fL, en fonction de la longueur d'onde λ .

où L est la luminosité à laquelle on utilise la lampe, L_0 la luminosité de référence à laquelle a été calibrée la lampe ($L_0 = 29520$ fL). A cette luminosité, la luminance est donnée par $\text{Lampe}_0(\lambda)$ (cf. fig. 3.42).

On suppose que le photomultiplicateur est un dispositif linéaire, c'est-à-dire que si on l'éclaire avec des photons de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$, la puissance lumineuse étant $dP(\lambda)$, la tension $dV(\lambda)$ aux bornes du photomultiplicateur sera donnée par

$$dV(\lambda) = k(\lambda)dP(\lambda). \quad (3.53)$$

Il faut également supposer que les contributions des différentes longueurs d'onde s'additionnent :

$$\begin{aligned} V &= \int d\lambda dV(\lambda) \\ &= \Omega S \frac{L}{L_0} \int d\lambda k(\lambda) \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Miroir}(\lambda) \text{Filtre}(\lambda) \end{aligned} \quad (3.54)$$

où on a supposé une réponse linéaire. La fonction $\text{Miroir}(\lambda)$ est la réflectivité du miroir parabolique, et la fonction $\text{Filtre}(\lambda)$ est la transmission du filtre utilisé.

On fait l'hypothèse que la sensibilité varie peu avec la longueur d'onde :

$$k(\lambda) = k_{650}.$$

On peut alors calculer le coefficient de proportionnalité dans l'équation 3.54, qu'on identifie successivement aux pentes de la figure 3.43.

$$V = L \frac{\Omega S}{L_0} k_{650} \int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Miroir}(\lambda) \text{Filtre}(\lambda)$$

On obtient les valeurs numériques suivantes pour k_{650} :

Filtre	$k_{650}(\text{V.W}^{-1})$
10 nm	$9,394.10^5$
25 nm	$9,030.10^5$
40 nm	$8,756.10^5$

On prend comme valeur numérique la moyenne pondérée (la valeur mesurée avec le filtre étroit est plus précise) :

$$k_{650} = 9,21.10^5 \text{ V.W}^{-1}. \quad (3.55)$$

On évalue alors l'erreur commise

Filtre	K mesuré (V.fL^{-1})	K calculé (V.fL^{-1})	Erreur (%)
10 nm	$3,383.10^{-7}$	$3,316.10^{-7}$	-2
25 nm	$9,198.10^{-7}$	$9,381.10^{-7}$	2
40 nm	$1,315.10^{-6}$	$1,383.10^{-6}$	5

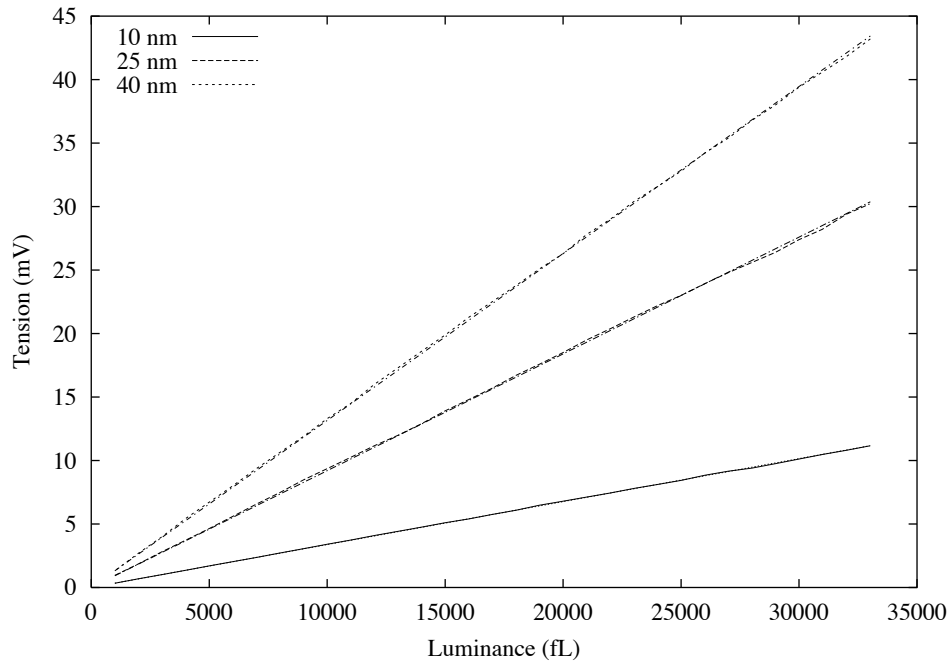


Fig. 3.43: Calibration du photomultiplicateur : on a tracé la tension V mesurée aux bornes du photomultiplicateur en fonction de la luminance L en foot-Lambert ($1 \text{ fL} = 3,426259 \text{ cd.m}^{-2}$). La pente est donnée par l'équation 3.54.

À titre informatif, on peut traduire la sensibilité du photomultiplicateur en terme de nombre de photons reçus par seconde. On écrit la puissance lumineuse en fonction du nombre de photons par seconde et de l'énergie de ces photons (à la longueur d'onde 650 nm) :

$$P = \frac{dn}{dt} \frac{hc}{\lambda},$$

et le flux de photons correspondant à une tension de 1 V sur le photomultiplicateur est

$$\frac{dn}{dt} = 3.10^{24} \text{ photons.s}^{-1}.$$

Résumé: Les photomultiplicateurs sont des détecteurs linéaires. Une fois calibrés, ils traduisent la puissance lumineuse reçue en une tension électrique.

3.6.3.3.2 Mesure de la transmission du système optique

Objectif: On utilise les photomultiplicateurs calibrés pour mesurer la transmission du système de relais d'image.

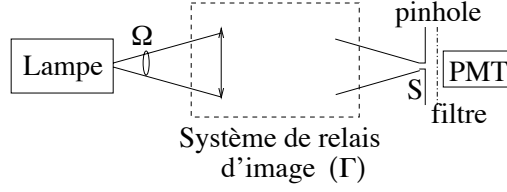


Fig. 3.44: Mesure de la transmission du système optique : on connaît l'angle solide Ω qui collecte la lumière, le grandissement Γ du système optique, et les spectres de la lampe et du filtre.

On place une lampe de calibration dont le spectre est parfaitement connu à l'intérieur de l'enceinte. On met un filtre rouge (650 ± 20 nm) devant un photomultiplicateur calibré, et on mesure l'intensité lumineuse (cf. fig. 3.44)

Comme on connaît l'angle solide avec lequel l'objectif collecte la lumière, et le grandissement du système optique, on peut calculer l'intensité lumineuse qu'on aurait si toutes les optiques transmettaient sans perte. La surface qui émet de la lumière dans le trou de la pinhole est l'image inverse de la pinhole ; comme on utilise des lentilles anamorphiques, cette surface est une ellipse d'axes $a = d/\Gamma_h$ et $b = d/\Gamma_v$. L'aire s en est donnée par

$$s = \frac{\pi d^2}{8} \left(\frac{1}{\Gamma_h^2} + \frac{1}{\Gamma_v^2} \right).$$

La puissance lumineuse qui arriverait sur le photomultiplicateur si le système de relais d'image transmettait sans perte est

$$P_{\text{idéale}} = \Omega s \frac{L}{L_0} \int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Filtre}(\lambda). \quad (3.56)$$

La tension aux bornes du photomultiplicateur est proportionnelle à la puissance lumineuse $P_{\text{réelle}}$ qui arrive sur le détecteur :

$$\begin{aligned} V &= k_{650} P_{\text{réelle}} \\ &= \Omega s k_{650} \frac{L}{L_0} \int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) T(\lambda) \text{Filtre}(\lambda), \end{aligned} \quad (3.57)$$

où $T(\lambda)$ est la transmission du système optique. En faisant le rapport de la puissance réelle et de la puissance idéale, on obtient l'identité suivante :

$$\frac{P_{\text{réelle}}}{P_{\text{idéale}}} = \frac{VL_0}{\Omega s k_{650} L \int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Filtre}(\lambda)} \quad (3.58)$$

$$= \frac{\int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) T(\lambda) \text{Filtre}(\lambda)}{\int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Filtre}(\lambda)} \simeq T_{\Delta\lambda}(650\text{nm}), \quad (3.59)$$

où $T_{\Delta\lambda}(650\text{nm})$ est défini par l'équation 3.51. L'approximation est d'autant meilleure que le filtre est étroit.

Numériquement, l'objectif est placé à une distance $d = 150$ mm, et a un rayon $R = 23$ mm. L'angle solide vaut alors $\Omega = 7,258.10^{-2}$ sr. Le grandissement se décompose en un grandissement horizontal $\Gamma_h = 11,07$ et un vertical $\Gamma_v = 2,19$, car on utilise une lentille anamorphique. Le diamètre de la pinhole est de $d = 1$ mm, et la surface de l'ellipse correspondante est de

$$s = 8,508.10^{-8} \text{ m}^2.$$

L'intégrale $\int d\lambda F_{40}(\lambda)L_0(\lambda)$ vaut $46,4822 \text{ W.sr}^{-1}.\text{m}^{-2}$. On peut alors calculer la puissance idéale quand la lampe est à la luminance L_0 :

$$\begin{aligned} P_{\text{idéale}} &= \Omega s \int d\lambda \text{Lampe}_0(\lambda) \text{Filtre}(\lambda) \\ &= 2,870.10^{-7} \text{ W} \end{aligned}$$

En utilisant la lampe à la luminosité $L = L_0$, on a effectué la mesure avec le photomultiplicateur calibré, obtenant une tension de 84,8 mV, soit une puissance lumineuse

$$P_{\text{réelle}} = 9,207.10^{-8} \text{ W},$$

et on trouve alors que la transmission vaut

$$T_{40} = 32,1 \%, \quad (3.60)$$

à comparer à la valeur de 35,8% calculée dans la section 3.6.3.2. On trouve une valeur légèrement inférieure, ce qui montre qu'il n'y a pratiquement pas de vignettage ¹ dans le système de relais d'image (environ 10%).

En d'autre terme, la lumière collectée par l'objectif aux longueurs d'onde voisines de 650 nm est absorbée à 64% par les éléments optiques, et 10% sort du système de relais d'image à cause du vignettage. On récupère alors 90% de la lumière qui n'a pas été absorbée, c'est-à-dire 32%

Résumé: On a mesuré par deux méthodes indépendantes la transmission du système de relais d'image, qui vaut 32% à la longueur d'onde de 650 nm.

3.6.4 Calibration de la caméra à balayage de fente

Objectif: La deuxième étape de la calibration consiste à savoir quelle quantité de lumière reçue par le détecteur correspond à un signal donné.

Pour calibrer le système composé de la caméra à balayage de fente et de la caméra CCD, il faut savoir à quelle énergie correspond un nombre de «coups» donné. En pratique, on obtient avec la caméra CCD une image où chaque pixel comporte une information en nombre de coups. On veut traduire cette information en terme d'énergie lumineuse reçue par ce pixel.

¹ On appelle vignettage la perte de signal lumineux qui se produit lorsque les lentilles intermédiaires ne collectent pas toute la lumière.

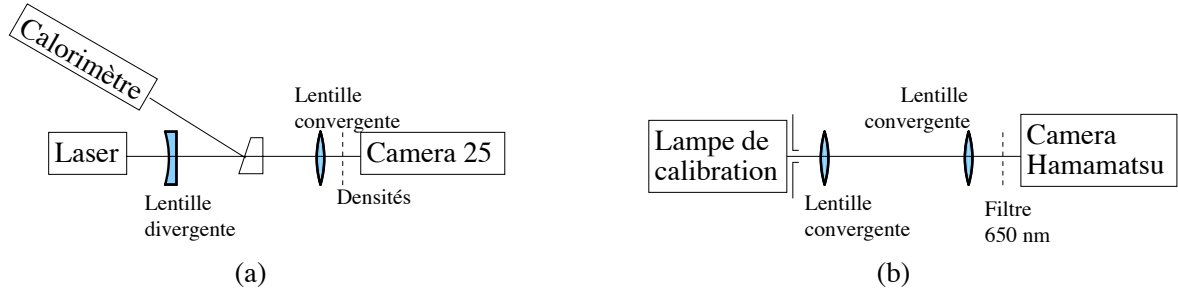


Fig. 3.45: Calibration de la caméra à balayage de fente avec : (a) un faisceau laser pulsé (b) la lampe de calibration .

Nous avons utilisé deux méthodes de calibration différentes, chacune étant adaptée à une caméra. Les dispositifs de calibration sont présentés sur la figure 3.45.

Dans le cas (a), on utilise un laser pulsé à 532 nm, et la caméra à balayage de fente avec une fenêtre de 10 ns. On doit alors mesurer simultanément l'énergie du laser sonde. Pour cela, on prélève une partie du faisceau avec un prisme de verre dont on connaît l'indice optique, et on en mesure l'énergie grâce à un calorimètre ; on peut alors calculer le coefficient de réflexion et savoir à quelle fraction du faisceau correspond l'énergie mesurée.

Dans le cas (b), on utilise la lampe de calibration, et la caméra à balayage de fente avec une fenêtre de 5 ms. On fait l'image de la lampe de calibration avec un système de deux lentilles, et on utilise un filtre passe-bande calibré, centré autour de la longueur d'onde qu'on utilise pour le diagnostic de température de brillance (dans notre cas, 650 nm). On connaît alors directement la puissance lumineuse, et on en déduit la sensibilité du diagnostic à 650 nm.

La méthode (b) est a priori plus précise, mais n'est réalisable que si la caméra à balayage de fente peut être utilisée à une vitesse faible. De plus, cette méthode présente l'avantage que l'on peut utiliser directement la longueur d'onde à laquelle on utilisera le diagnostic ; en revanche dans le cas (a), on doit connaître la variation de sensibilité avec la longueur d'onde. Cette variation dépend du type de photocathode utilisé dans la caméra à balayage de fente. On a tracé sur la figure 3.46 la sensibilité d'une photocathode de type S20, qui est celle qu'on utilise pour le diagnostic de température, car la mieux adaptée aux mesures dans le visible.

On a la relation numérique suivante :

$$s(\lambda) = s(\lambda_0) \left[1 - \frac{ds}{d\lambda} (\lambda - \lambda_0) \right], \quad (3.61)$$

et le paramètre $ds/d\lambda = 3,119 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$ pour $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, d'où

$$s(650 \text{ nm}) = 0,6319 s(532 \text{ nm}). \quad (3.62)$$

Nous décrivons dans la suite la méthode de calibration qui utilise le laser pulsé. C'est cette méthode que nous avons employé pour calibrer la caméra à balayage de fente du LLNL, et c'est cette caméra qui a été utilisée pour la plupart des mesures d'émission propre.

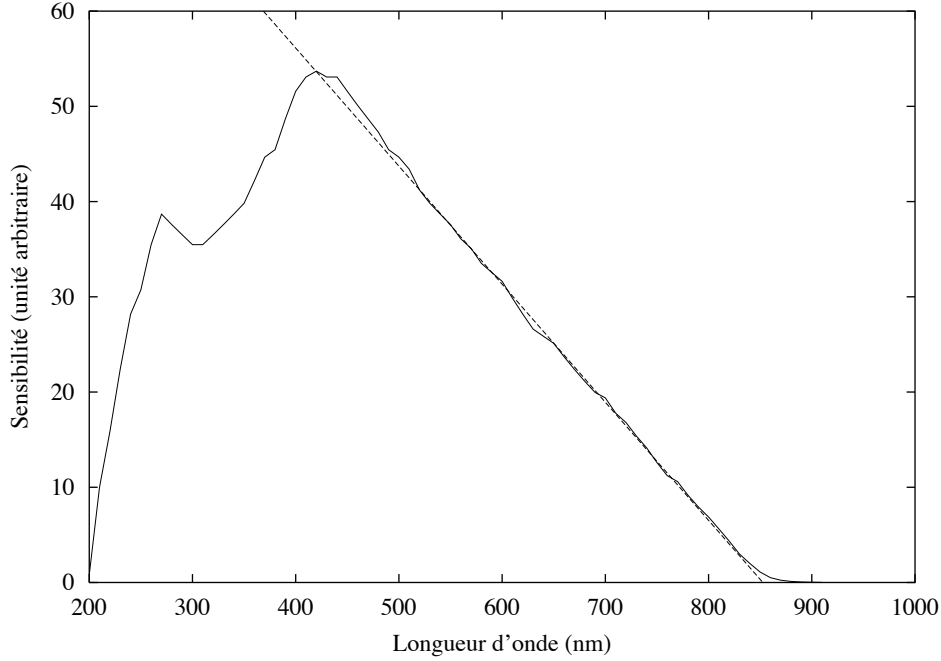


Fig. 3.46: Sensibilité d'une photocathode de type S20 en fonction de la longueur d'onde. Numériquement, la sensibilité est donnée par $s(\lambda) = s(\lambda_0) [1 - a(\lambda - \lambda_0)]$, avec $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$ et $a = 3,119 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$.

3.6.4.1 Calibration avec un laser pulsé

On envoie un faisceau laser pulsé, à la longueur d'onde de 532 nm, sur la caméra à balayage de fente, à travers des densités variables calibrées. Le faisceau est élargi par une lentille divergente, puis refocalisé sur la fente de la caméra. Une partie du faisceau laser (quelques pour cent) est prélevée par réflexion sur un prisme (ou par une lame réfléchissante 50-50), et on en mesure l'énergie E_{calo} avec un calorimètre.

On connaît le coefficient de réflexion r du verre à 532 nm :

$$r = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2,$$

donc on sait que l'énergie du laser sonde est telle que $E_{\text{calo}} = r E_{\text{laser}}$. L'énergie qui arrive sur la fente de la caméra est $E_{\text{faisceau}} = 10^{-\text{DO}} (1 - r)^2 E_{\text{laser}}$, où DO est la densité optique placée devant la fente.

$$E_{\text{faisceau}} = \frac{(1 - r)^2}{r} 10^{-\text{DO}} E_{\text{calo}}.$$

On mesure la dimension de la tache focale du laser sur la fente, ce qui permet d'évaluer l'intensité lumineuse

$$\begin{aligned} I &\sim \frac{E_{\text{faisceau}}}{S_{\text{faisceau}} \Delta t_{\text{faisceau}}} \\ &= \frac{(1 - r)^2}{r} 10^{-\text{DO}} \frac{E_{\text{calo}}}{S_{\text{faisceau}} \Delta t_{\text{faisceau}}}, \end{aligned}$$

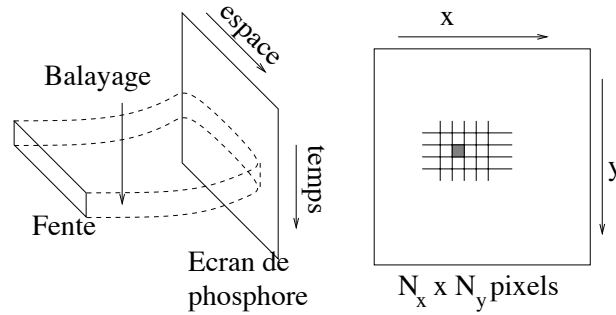


Fig. 3.47: Schéma d'une image obtenue avec la caméra à balayage de fente : l'axe des x est l'axe spatial, l'axe des y est l'axe temporel.

$\Delta t_{\text{faisceau}}$ étant la durée de l'impulsion (8 ns). Nous avons utilisé des densités optiques variant de 3 à 6. Dans ces conditions, l'ordre de grandeur de l'intensité lumineuse à l'entrée de la caméra va de 10^{-2} à 10 W.cm^{-2} .

On fait l'hypothèse que l'ensemble formé par la caméra à balayage de fente et la caméra C.C.D. a un comportement linéaire (le nombre de coups que comptera un pixel est directement proportionnel à l'énergie lumineuse reçue). Cette hypothèse sera vérifiée a posteriori ; on s'attend cependant à ce que la linéarité soit vérifiée au moins pour une énergie lumineuse faible, c'est-à-dire pour un nombre peu élevé de coups.

$$c(x, y) = k_{532} E(x, y). \quad (3.63)$$

La coordonnée x désigne la position du pixel sur l'axe spatial, et y la position du pixel sur l'axe temporel (cf. fig 3.47).

L'énergie lumineuse reçue par le pixel est donnée par l'intégrale de la puissance lumineuse pendant le temps d'exposition Δt du pixel :

$$E(x, y) = \int_t^{t+\Delta t} dt' I(x, t'), \quad (3.64)$$

où le temps t est le temps du début d'exposition du pixel, c'est à dire $t = y\tau$, τ étant le temps séparant deux pixels. On somme l'équation 3.63 de $y = 1$ à $y = N_y$, obtenant :

$$\begin{aligned} S(x) &= \sum_{y=1}^{N_y} c(x, y) \\ &= k_{532} \sum_{y=1}^{N_y} \int_{y\tau}^{y\tau+\Delta t} dt' I(x, t') \\ &= k_{532} \int_0^{\Delta t} dt' \sum_{y=1}^{N_y} I(x, t' + y\tau). \end{aligned}$$

On approxime la somme par une intégrale :

$$S(x) \simeq k_{532} \int_0^{\Delta t} dt' \frac{1}{\tau} \int_{t'}^{t'+N_y\tau} dt'' I(x, t''),$$

et si l'image (des temps 0 à $N_y\tau + \Delta t$) contient l'ensemble du signal, on peut approximer l'intégrale de t' à $t' + N_y\tau$ par l'intégrale de $-\infty$ à $+\infty$:

$$\begin{aligned} S(x) &\simeq k_{532} \int_0^{\Delta t} dt' \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dt'' I(x, t'') \\ &= k_{532} \frac{\Delta t}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dt'' I(x, t'') \\ &= k_{532} \frac{\Delta t}{\tau} E(x). \end{aligned} \quad (3.65)$$

$E(x)$ est la fraction d'énergie reçue par la surface d'un pixel. Si l'éclairement de la fente est homogène, cette énergie moyennée sur x est égale au rapport des surfaces par l'énergie totale :

$$\langle E(x) \rangle_x = \frac{s_{\text{pixel}}}{S_{\text{faisceau}}} E_{\text{faisceau}}.$$

On obtient alors la relation suivante :

$$\sum_{y=1}^{N_y} \langle c(x, y) \rangle_x \simeq k_{532} \frac{\Delta t}{\tau} s_{\text{pixel}} \frac{E_{\text{faisceau}}}{S_{\text{faisceau}}}. \quad (3.66)$$

En faisant varier l'énergie surfacique du faisceau laser au moyen de densités optiques, on obtient plusieurs images de l'impulsion laser. On effectue alors la somme des coups le long de l'axe temporel sur chaque image, ce qui nous donne la quantité

$$K = k_{532} \frac{\Delta t}{\tau} s_{\text{pixel}}. \quad (3.67)$$

Celle-ci est égale à la pente du graphique de la figure 3.48, soit

$$K = 1,90882 \cdot 10^{10} \text{ m}^2 \cdot \text{J}^{-1}.$$

Le diagnostic sature lorsque les coups par pixels sont supérieurs à 500 ; pour des valeurs inférieures, la linéarité est bonne.

Pour obtenir k_{532} , il faut connaître le temps d'exposition Δt , que l'on peut approximer par $n\tau$, où n est la dimension de la fente mesurée en nombre de pixels (typiquement une dizaine). Il faut aussi mesurer la surface occupée par un pixel. En fait, on verra dans la section 3.6.5 qu'on n'a pas besoin de connaître k_{532} , car c'est la quantité K qui apparaît dans les calculs.

La quantité k_{532} a cependant un sens physique plus clair : elle relie l'énergie lumineuse reçue à 532 nm, c'est-à-dire le nombre de photons à l'entrée du détecteur, au nombre de coups. On l'évalue numériquement dans les conditions expérimentales de la calibration, soit $n = 40$ pixels, et $s_{\text{pixel}} = (14,75 \mu\text{m})^2$, obtenant

$$k_{532} = 2,2 \cdot 10^{18} \text{ coups} \cdot \text{J}^{-1},$$

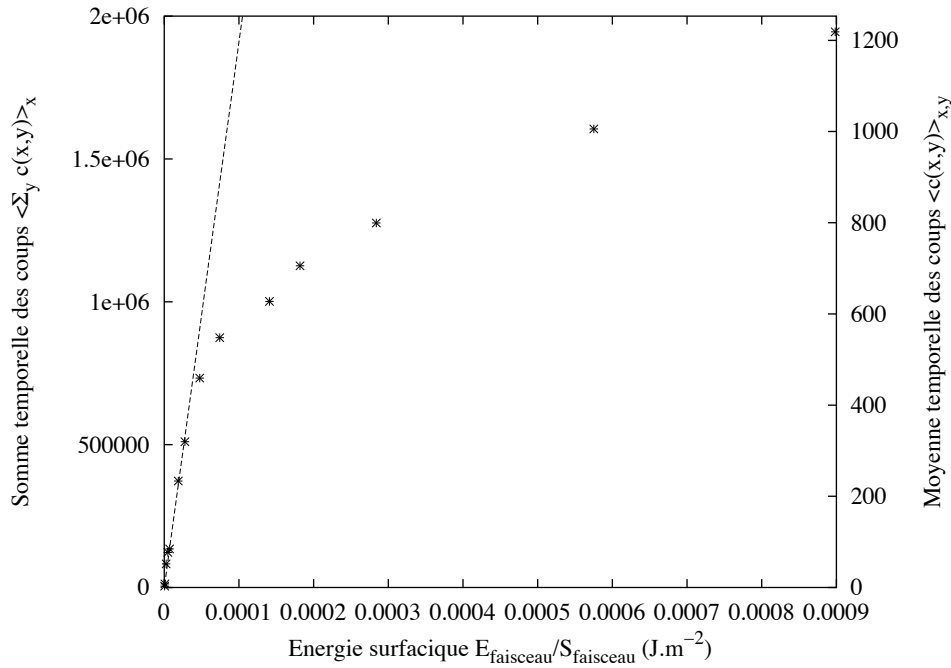


Fig. 3.48: Coups sur la CCD (moyennés spatialement, et sommés temporellement) en fonction de l'énergie surfacique du laser. La relation linéaire est donnée par l'équation 3.66.

c'est-à-dire que lorsque la CCD compte un coup, cela signifie qu'une énergie

$$\begin{aligned} E_{1 \text{ coup}} &= \frac{1}{k_{532}} \\ &\simeq 4,5 \cdot 10^{19} \text{ J} \end{aligned}$$

a été détectée.

Comparons cette valeur à l'énergie d'un photon à 532 nm, qui est donnée par

$$E_{532} = \frac{hc}{\lambda} \simeq 3,74 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

En d'autres termes, 1 coup sur le détecteur correspond à la détection de $n_{\text{photons}} = 1,2$ photons à 532 nm. Ce résultat n'est pas si surprenant qu'il n'y paraît, car les caméras à balayage de fente sont en effet capables de détecter un nombre de photons de l'ordre de l'unité [16].

On note que K est directement proportionnel à $\Delta t/\tau$ et à la surface occupée par un pixel. La valeur numérique de K ne dépend pas de la vitesse de balayage, car $\Delta t/\tau$ est en fait l'ouverture de la fente exprimée en nombre de pixels. Si on change l'ouverture de la fente, K change en proportion. De même, on doit tenir compte d'un éventuel changement de la surface d'un pixel, par exemple

- si on change la résolution de l'image dans le but d'obtenir un signal plus fort (binning). Si par exemple on passe d'une image 1024x1024 à une image 512x512, le coefficient K est multiplié par 4.

- si on change le grandissement interne de la caméra à balayage de fente.

3.6.5 Mesure d'une température de corps noir

Objectif: La troisième et dernière étape de la calibration fait intervenir une hypothèse reliant la quantité de lumière émise à la température de l'échantillon. L'hypothèse la plus simple est celle d'un corps noir, qui absorbe toutes les longueurs d'onde et les réémet avec une émissivité égale à 1.

Un corps noir émet de la lumière en fonction de sa température θ selon la loi de Planck ; la radiance est donnée par

$$B(\lambda, \theta) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k\theta} - 1}. \quad (3.68)$$

On considère l'intensité lumineuse qui arrive sur un pixel du diagnostic. La surface qui émet de la lumière dans ce pixel est l'image inverse de ce pixel par le système de relais d'image ; c'est donc une surface $s_{\text{pixel}}/\Gamma^2$. L'angle solide qui collecte la lumière est Ω , donc pour chaque longueur d'onde $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, le diagnostic fera un nombre de coups

$$\begin{aligned} dc(x, y) &= k(\lambda) dE(\lambda) \\ &= k(\lambda) \frac{\Omega s_{\text{pixel}}}{\Gamma^2} \left[\int_{y\tau}^{y\tau+\Delta t} dt' B(\lambda, \theta(t')) \right] \text{Filtre}(\lambda) T(\lambda) d\lambda. \end{aligned}$$

Le nombre de coups total est alors la somme sur les longueurs d'onde :

$$C(x, y) = \frac{\Omega s_{\text{pixel}}}{\Gamma^2} \int d\lambda k(\lambda) \left[\int_{y\tau}^{y\tau+\Delta t} dt' B(\lambda, \theta(t')) \right] \text{Filtre}(\lambda) T(\lambda), \quad (3.69)$$

Le coefficient $k(\lambda)$ est donné par la sensibilité de la caméra :

$$k(\lambda) = k_{532} \frac{s(\lambda)}{s(\lambda_0)}, \quad (3.70)$$

et on obtient l'équation suivante :

$$C(x, y) = \frac{\Omega K \tau}{\Gamma^2} \int d\lambda \left[1 - \frac{ds}{d\lambda}(\lambda - \lambda_0) \right] \langle B(\lambda, \theta(y\tau)) \rangle_{\Delta t} \text{Filtre}(\lambda) T(\lambda), \quad (3.71)$$

où la radiance est moyennée entre les temps $y\tau$ et $y\tau + \Delta t$.

L'intégrale sur les longueurs d'onde donne une fonction $F(\theta)$, tracée sur la figure 3.49. Les coups sur une image expérimentale sont alors la moyenne temporelle de cette fonction :

$$C(x, y) = \langle F[\theta(y\tau)] \rangle_{\Delta t}. \quad (3.72)$$

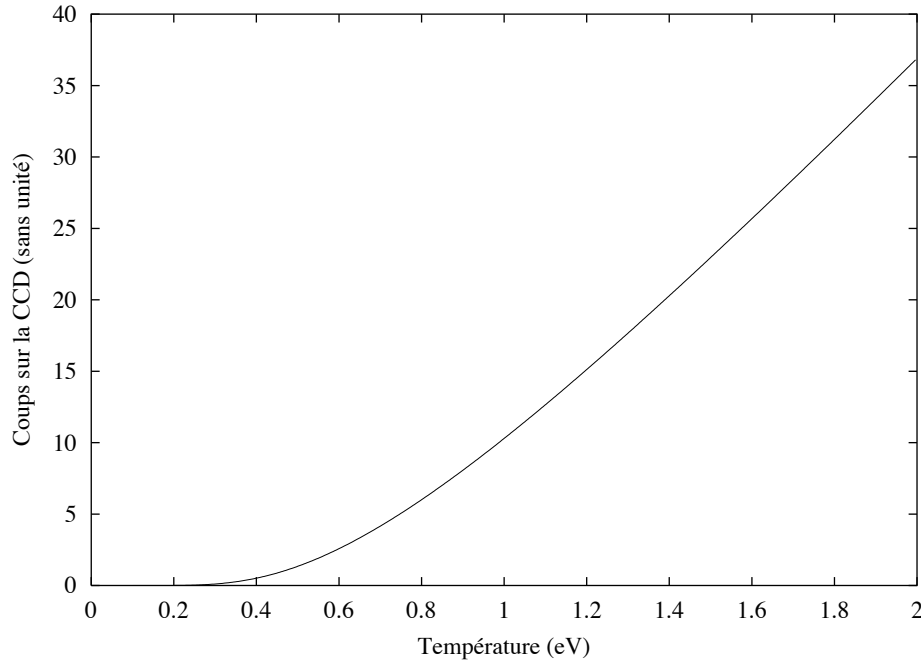


Fig. 3.49: Coups sur la CCD en fonction de la température de corps noir : le diagnostic n'est sensible qu'à des températures $\geq 0,3$ eV.

3.6.5.1 Du profil temporel mesuré au profil temporel de température

On discute dans cette section comment on peut remonter au profil de température $\theta(t)$ à partir du profil mesuré d'émission $C(t)$. Le problème est que l'on mesure en fait la moyenne temporelle de l'émission sur un intervalle Δt qui correspond au temps d'exposition d'un pixel, c'est-à-dire qui est lié à l'ouverture de la fente.

Il y a en effet un compromis à faire : soit on ferme beaucoup la fente, et dans ce cas le profil temporel mesuré correspond presque exactement au profil de température, mais en fermant la fente on diminue la quantité de lumière reçue, donc la sensibilité du diagnostic. Si en revanche on ouvre la fente, alors le diagnostic sera plus sensible, mais le profil temporel sera alors fortement moyenné.

Dans nos conditions expérimentales, l'intervalle Δt vaut environ 200 ps.

La figure 3.50 présente un exemple de mesure : on a tracé le profil temporel mesuré expérimentalement. On a traduit sur le deuxième axe des y l'émission propre en température de corps noir.

En conclusion, on sait que nous mesurons une valeur moyennée temporellement sur une fenêtre d'environ 200 ps, et que donc le profil réel est moins lisse que celui mesuré.

3.6.6 Correction de l'émissivité

Objectif: Améliorer l'hypothèse de corps noir et prendre une valeur plus réaliste que 1 pour l'émissivité.

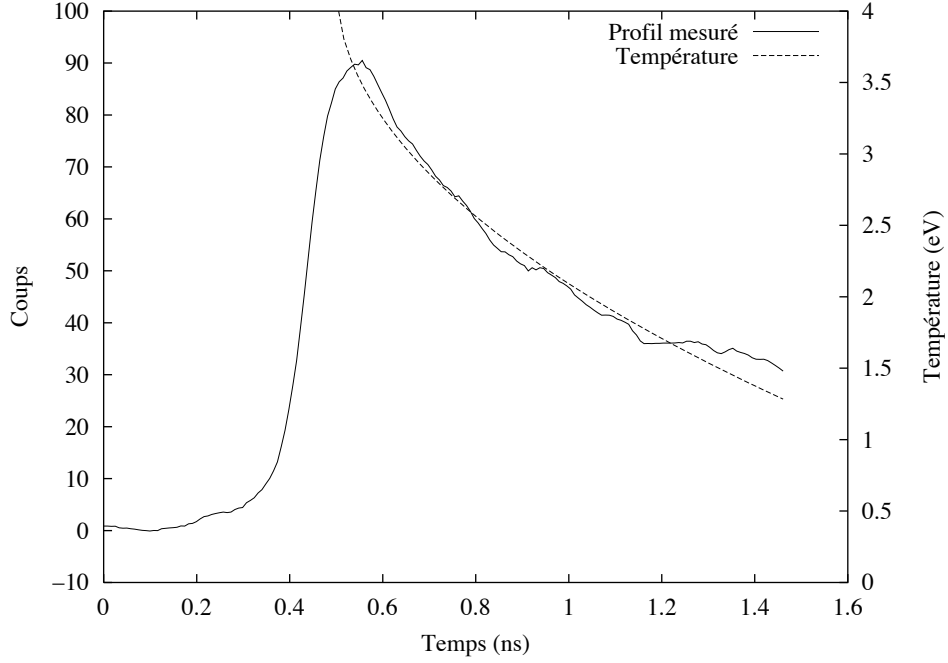


Fig. 3.50: Profil temporel d'émission propre. Sur le deuxième axe des y, on a traduit l'émission propre en température de corps noir.

L'énergie lumineuse reçue par un corps à une longueur d'onde donnée est soit absorbée, soit réfléchie, soit transmise :

$$\begin{aligned} E_{\text{incident}}(\lambda) &= E_{\text{absorbée}}(\lambda) + E_{\text{réfléchie}}(\lambda) + E_{\text{transmise}}(\lambda) \\ 1 &= a(\lambda) + r(\lambda) + t(\lambda), \end{aligned} \quad (3.73)$$

où a est le coefficient d'absorption, r la réflectivité, et t la transmissivité. La loi de Kirchoff pose l'égalité de l'absorption et de l'émissivité : toute l'énergie lumineuse absorbée est réémise.

$$e(\lambda) = 1 - r(\lambda) - t(\lambda). \quad (3.74)$$

Pour un corps opaque, la transmissivité est négligeable, de sorte que l'émissivité est simplement donnée par

$$e(\lambda) = 1 - r(\lambda). \quad (3.75)$$

Dans le cadre de la modélisation de la section 5.1.3, on écrit la réflectivité à l'interface eau-vide (et le milieu d'indice 1 de l'équation 5.23 est dans ce cas le vide) en supposant que le corps est un métal de conductivité $\sigma \gg 2\pi c\epsilon_0/\lambda$:

$$e(\lambda) = \sqrt{\frac{16\epsilon_0\pi c}{\lambda\sigma}}. \quad (3.76)$$

En supposant que la conductivité ne varie pas avec la longueur d'onde, on peut relier une mesure de réflectivité faite à $\lambda_0 = 532$ nm à un coefficient d'émissivité à λ :

$$\begin{aligned} e(\lambda) &= e(\lambda_0) \sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}} \\ &= [1 - r(\lambda_0)] \sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}}. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Dans notre cas, $\lambda \simeq 650$ nm ; l'estimation de l'émissivité à partir des mesures de réflectivité à 532 nm est une extrapolation raisonnable.

Résumé: On peut améliorer l'hypothèse de corps noir à partir des mesures de la réflectivité r , qui est reliée à l'émissivité par $e = 1 - r$.

3.6.7 Estimation de la température

Avec cette estimation de l'émissivité, on peut obtenir une température de corps gris. La radiance du corps gris est liée à la radiance de Planck par ce facteur correctif d'émissivité :

$$B_{\text{cg}}(\lambda, T) = e(\lambda) B_{\text{Planck}}(\lambda, T). \quad (3.78)$$

L'équation du diagnostic devient alors :

$$\begin{aligned} C(x, y) &= \frac{\Omega K \tau}{\Gamma^2} [1 - r(\lambda_0)] \\ &\quad \int d\lambda \sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}} \left[1 - \frac{ds}{d\lambda} (\lambda - \lambda_0) \right] \langle B(\lambda, \theta(y\tau)) \rangle_{\Delta t} \text{Filtre}(\lambda) T(\lambda), \end{aligned} \quad (3.79)$$

où B est la radiance de Planck (éq. 3.68). La valeur de réflectivité est obtenue à partir des mesures de la section 4.6. Dans cette section, on a mesuré la réflectivité de l'interface eau comprimée - eau froide en fonction de la pression de choc. ON en déduit alors une estimation de la valeur de l'émissivité à cette interface.

Résumé: Les mesures de réflectivité à l'interface eau froide - eau comprimée permettent d'avoir une estimation plus réaliste de l'émissivité que celle du corps noir qui la pose égale à 1. L'estimation de la température qui en découle est alors elle aussi plus réaliste.

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX : ÉQUATION D'ÉTAT ET RÉFLECTIVITÉ

Objectif: On présente dans ce chapitre l'ensemble des résultats obtenus pour l'équation d'état et la réflectivité de l'eau. Dans un premier temps, on analyse et on discute les résultats obtenus dans le plan pression - densité le long des courbes d'Hugoniot. Ces résultats sont exposés dans l'ordre chronologique des campagnes expérimentales. Dans un deuxième temps, on expose les résultats des mesures de température. Enfin, on présente les résultats des mesures de réflectivité.

4.1 Analyse des résultats expérimentaux dans le plan P- ρ

Objectif: Comparer les courbes d'Hugoniot expérimentales aux modèles.

4.1.1 Résultats de Phébus

Sur les quatre tirs effectués à Limeil sur des cibles à eau, deux ont donné des résultats exploitables.

Les résultats obtenus à Limeil sur le laser Phébus sont peu nombreux, et ne sont pas de bonne qualité. Les cibles étaient difficiles à aligner, en raison de leur trop grande longueur par rapport au diamètre. Ce défaut a été corrigé par la suite.

La figure 4.1 montre une image obtenue avec le diagnostic d'émissivité. On mesure le temps de traversée de la marche, soit

$$\Delta t = (1, 12 \pm 0, 20) \text{ ns.}$$

Ce temps est également mesuré de manière indépendante par les deux diagnostics VISARS (cf. fig. 4.2).

La marche a une hauteur de $h = (25 \pm 1) \mu\text{m}$, d'où la vitesse de choc dans l'aluminium

$$D_{\text{Al}} = (20, 3 \pm 0, 7) \text{ km.s}^{-1}.$$

La qualité des images ne permet pas de corriger la non-stationnarité du choc dans l'aluminium. On ne distingue en effet pas bien les franges des VISARS, et on peut seulement mesurer la vitesse du choc dans l'eau lorsque le choc débouche au niveau de la base.

La figure 4.3 présente les vitesses de choc mesurées dans l'aluminium avec les diagnostics d'émissivité et les VISARS, et dans l'eau avec les VISARS. En appliquant la méthode de désadaptation d'impédance, on obtient les points d'équation d'état de la figure 4.4, qui sont comparés avec la table SESAME (n°7154). Le désaccord avec SESAME est probablement dû aux défauts d'alignement de la cible mentionnés auparavant.

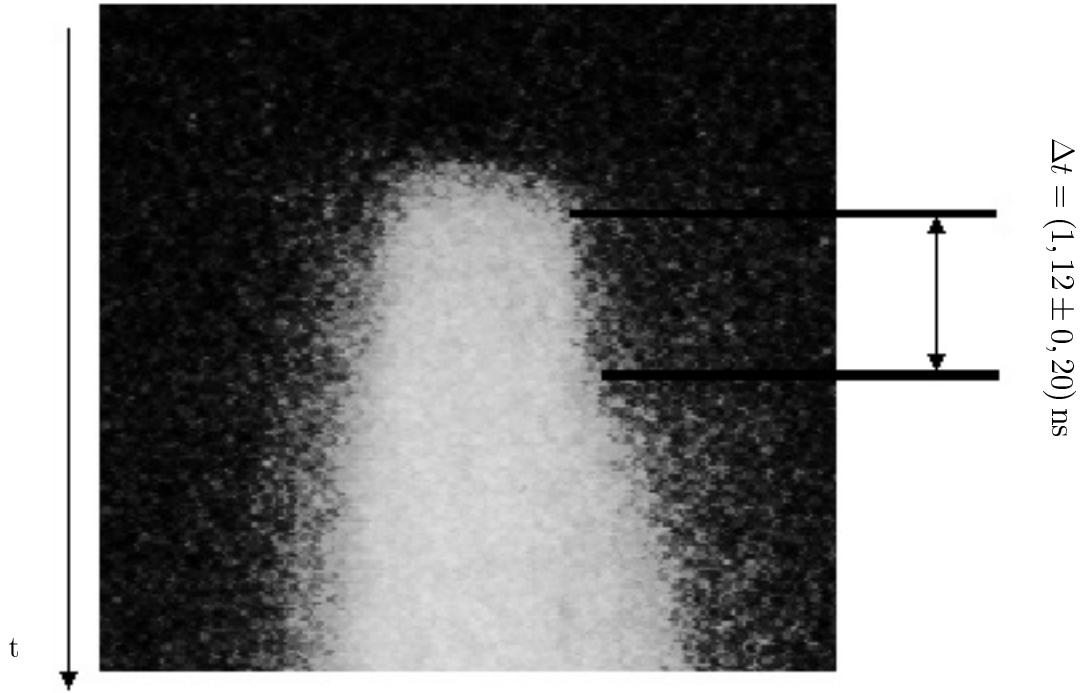


Fig. 4.1: Résultats de Phébus : signal d'émissivité du tir n°141619. L'axe temporel est vertical vers le bas ; on mesure le temps de traversée de la marche, soit $\Delta t = (1, 12 \pm 0, 20)$ ns.

En effet, si les cibles ne sont pas bien alignées, la tache focale du laser de puissance n'est plus nécessairement centrée sur la marche d'aluminium. Le choc n'est donc pas forcément ni plan ni stationnaire dans la zone où on l'observe. L'analyse des tirs n'est alors plus fiable, puisqu'elle suppose que le choc soit stationnaire afin de déterminer la vitesse du choc dans l'aluminium.

Ainsi par exemple, on voit sur la figure 4.1, qui est un des meilleurs tirs obtenus sur le laser Phébus, que la position de la marche n'est pas bien au centre de la tache focale. La marche d'aluminium est située dans la partie latérale du choc, alors qu'idéalement elle devrait être dans la partie centrale.

D'autre part, la meilleure position focale sur l'aluminium côté arrière était difficile à trouver à cause de la présence d'eau. Comme on l'a montré dans la section 3.3.2.2, le plan de focalisation apparent est déplacé à cause de l'épaisseur de la fenêtre de saphire et de l'eau. Ceci constitue une difficulté supplémentaire au positionnement correct des cibles.

Enfin, un autre problème a été la présence d'un important préchauffage sur certains tirs, pour lesquels il était difficile d'obtenir des résultats quantitatifs car l'aluminium était fortement perturbé avant le choc et sa réflexion devenait très faible.

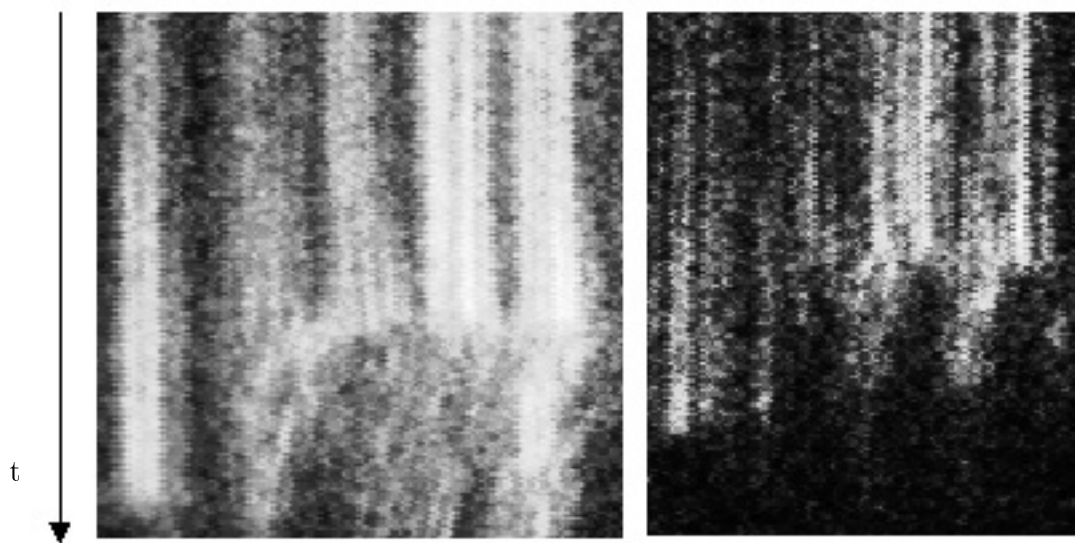


Fig. 4.2: Résultats de Phébus : signal des VISARS. L'axe temporel est vertical vers le bas ; les VISARS fournissent deux mesures indépendantes supplémentaires du temps de traversée de la marche.

Résumé: La campagne expérimentale sur le laser Phébus constituait la première mesure de l'équation d'état de l'eau par compression laser. C'est aussi la première mise en évidence expérimentale de la métallisation de l'eau. Les données expérimentales obtenues sont en désaccord avec les tables SESAME. La conception des cibles pourrait être à l'origine de ce désaccord.

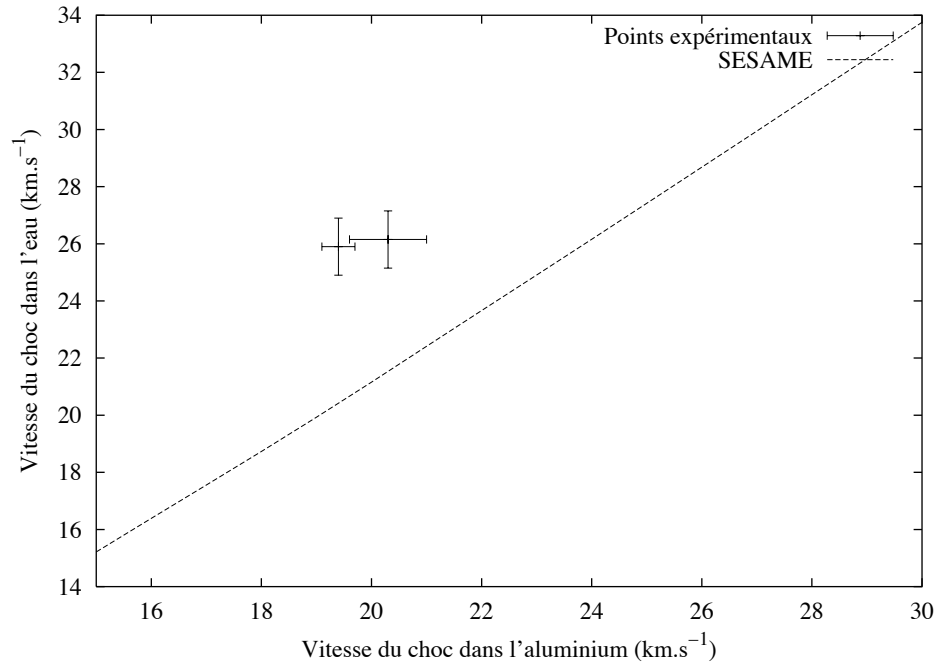


Fig. 4.3: Résultats de Phébus : vitesses de choc dans l'eau et dans l'aluminium, et comparaison avec les tables SESAME.

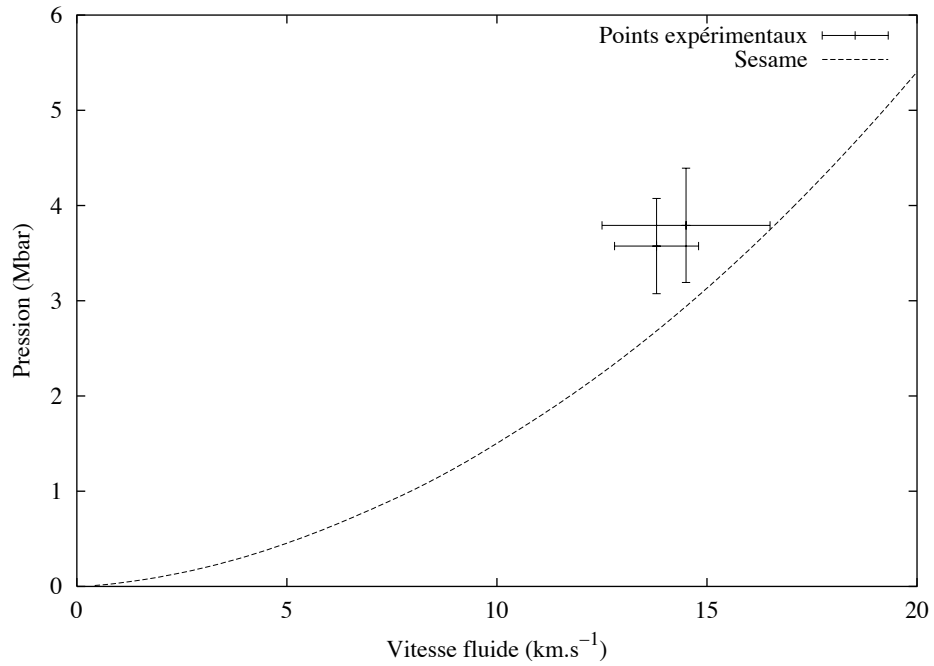


Fig. 4.4: Résultats de Phébus dans le plan $P-U$: les points obtenus sont en désaccord avec les tables SESAME.

4.1.2 Résultats du LULI

Objectif: Les premiers résultats obtenus sur le laser Phébus étant à la fois peu nombreux, peu fiables et en désaccord avec les prédictions des tables SESAME, d'autres campagnes d'expérience s'imposaient.

En juillet 2000, nous avons effectué une campagne d'expériences au LULI, avec des cibles réalisées au LLNL selon le schéma modifié (cibles plus courtes de manière à faciliter l'alignement). La même année, le groupe de G. Collins du LLNL réalisait une campagne de tirs sur le laser Omega à Rochester (NY).

En février 2002, une nouvelle campagne de tirs au LULI est venue compléter les précédentes. Cette fois, on voulait obtenir des points expérimentaux à plus basse pression afin d'étudier plus en détail la transition d'un diélectrique vers un liquide métallique.

Nous présentons ici les résultats obtenus au LULI en juillet 2000 et en février 2002.

4.1.2.1 Vitesse de choc dans l'aluminium

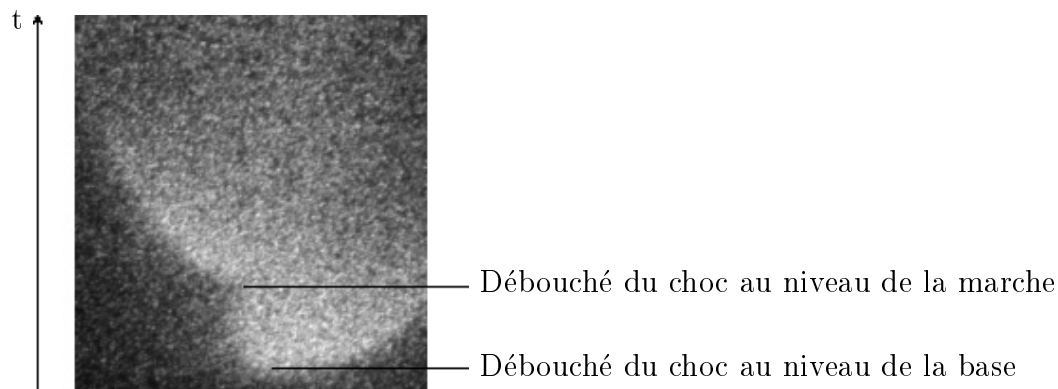


Fig. 4.5: Image du diagnostic d'émissivité du LULI : on voit les instants où le choc débouche au niveau de la base, puis au niveau de la marche.

Le tableau 4.1 comporte les mesures expérimentales de la vitesse du choc dans l'aluminium. On mesure le temps de traversée de la marche sur les trois diagnostics (VISARS gauche et droit, et diagnostic d'émissivité), et on garde comme valeur la moyenne pondérée des mesures.

Avec les VISARS, on mesure la vitesse du choc dans l'eau au moment du débouché du choc à la base et sur la marche d'aluminium. On en déduit une estimation de la non-stationnarité du choc dans l'aluminium.

L'erreur sur la mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium tient compte de

1. l'erreur sur l'épaisseur de la marche, typiquement de $0,1 \mu\text{m}$.
2. l'erreur sur la détermination du temps Δt , qui est typiquement de quelques dizaines de ps. En mesurant ce temps sur les deux VISARS et sur le diagnostic d'émissivité, on réduit l'erreur.

3. l'erreur introduite par la correction de la non-stationnarité.

Au total, on a une erreur de quelques pour cent sur la détermination de la vitesse du choc dans l'aluminium.

Tir	h (μm)	Δt (ps)	D_1^{eau} (km.s^{-1})	D_2^{eau} (km.s^{-1})	D_1^{Al} (km.s^{-1})	Non-stat. (%)	Erreur (%)
59	10,8	570,3	19,8	18,1	19,6	3,5	4,0
60	9,8	622,0	18,5	15,6	16,9	7,4	4,1
61	10,2	664,4	15,3	13,0	16,3	6,1	7,8
63	10,0	800,7	11,5	10,0	13,1	5,0	4,3
65	5,1	262,6	20,4	19,5	19,8	1,9	4,2
66	10,1	582,1	18,4	17,2	17,8	2,7	2,7
234	5,0	370,8	13,2	13,0	13,6	0,8	1,6
240	5,0	234,4	20,2	19,9	21,5	0,6	3,6

Tab. 4.1: Résultats du LULI : vitesse de choc dans l'aluminium. Les notations sont celles de l'équation 3.3.

4.1.2.2 Vitesse de choc dans l'eau

À partir de l'interférogramme des VISARS (cf. fig. 4.6), et en utilisant le programme d'analyse décrit dans la section 3.5.7, on obtient la vitesse du choc dans l'eau en fonction du temps, tel que tracé sur la figure 4.7. La seule hypothèse qu'on doit faire est que le faisceau sonde se réfléchit sur le front de choc.

Pour vérifier cette hypothèse, on peut s'appuyer sur

- l'aspect des images du VISAR : comme on le verra plus loin, on peut faire la différence entre l'eau métallique (donc réfléchissante) et l'eau transparente ou absorbante.
- on peut aussi comparer la vitesse mesurée à la vitesse prédite par les simulations numériques.
- on peut enfin faire l'hypothèse que l'eau reste transparente, ce qui signifie que le laser sonde se réfléchit sur l'aluminium, et la relation qu'on doit utiliser est la 3.45 de la page 109. Pour l'utiliser, on doit faire une hypothèse sur l'indice optique de l'eau comprimée, et on obtient alors la vitesse fluide à partir du déplacement des franges. Il reste à construire le point sur l'Hugoniot, et à vérifier que le résultat obtenu n'est pas cohérent.

Sur l'exemple des figures 4.6 et 4.7, l'eau est réfléchissante.

La figure 4.7 reporte les vitesses mesurées par chacun des deux VISARS, et la vitesse du choc estimée par les simulations numériques MULTI. Il y a un très bon accord entre ces deux courbes, ce qui indique que le code décrit bien les processus hydrodynamiques en jeu.

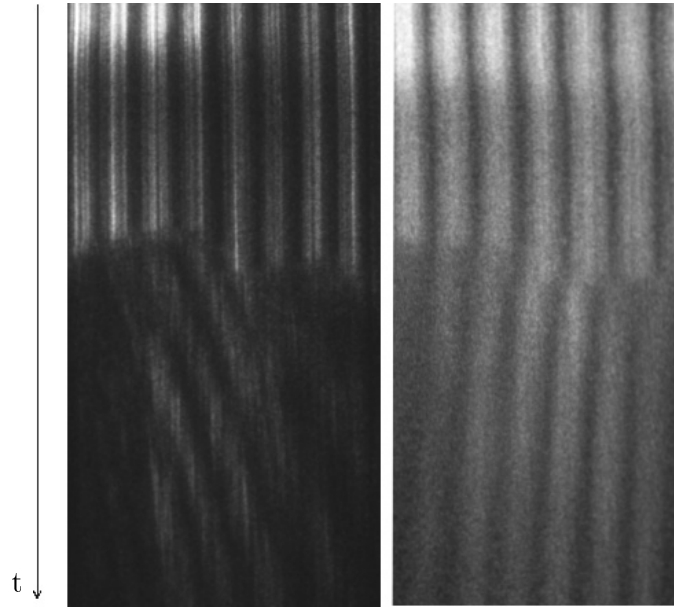


Fig. 4.6: Image des VISARS du LULI (tir 65) : on peut mesurer le temps de traversée de la marche, et d'autre part le déplacement des franges donne la vitesse du choc dans l'eau.

4.1.2.3 Désadaptation d'impédance

Une fois qu'on a mesuré la vitesse du choc dans l'aluminium et dans l'eau, pour les tirs tels que l'eau est réfléchissante, on peut appliquer la méthode de désadaptation d'impédance décrite dans la section 2.6.2.

La figure 4.8 reporte les valeurs du tableau 4.1, c'est-à-dire la vitesse du choc dans l'eau en fonction de celle dans l'aluminium, au niveau de la base. On a également tracé sur cette courbe les valeurs prévues par les tables SESAME : pour un choc dans l'aluminium dont la vitesse est donnée, on peut en effet calculer avec ces tables

- l'état comprimé de l'aluminium,
- la courbe isentropique de relaxation de l'aluminium
- le point de cette isentrope de relaxation qui intersecte la courbe d'Hugoniot de l'eau. Ce point nous donne alors l'état thermodynamique complet de l'eau tel que prévu par les tables SESAME.

Les points obtenus expérimentalement sont en assez bon accord avec les tables SESAME, compte tenu des barres d'erreur. La régression linéaire à partir des tables SESAME donne une pente $k = 1,226$ alors que celle obtenue avec les valeurs expérimentales donne une pente $k = 1,087$, soit une différence de 10%. Nous avons utilisé précédemment la valeur numérique de cette pente pour estimer la correction à la non-stationnarité (section 3.4), et nous avons anticipé une erreur de 10% lors de l'évaluation de la constante k (cf. page 92).

L'erreur que l'on trouve expérimentalement est donc compatible avec celle qu'on avait anticipée lorsqu'on cherchait à évaluer la non-stationnarité du choc. Ceci valide alors a posteriori la correction que l'on a apportée à la mesure de la vitesse du choc

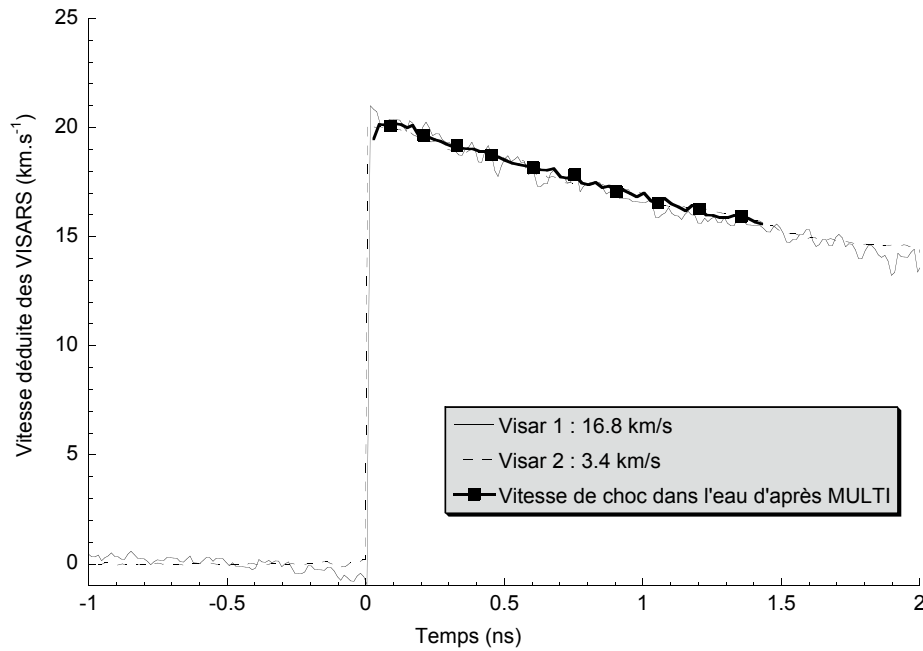


Fig. 4.7: Vitesse du choc dans l'eau déduite des VISARS (tir 65).

dans l'aluminium. En d'autres termes, les mesures expérimentales des vitesses de choc dans l'aluminium et dans l'eau sont auto-cohérentes.

En utilisant la méthode de désadaptation d'impédance, on obtient alors la pression, la vitesse de choc et la vitesse fluide dans l'eau. La relation d'Hugoniot 2.38 nous donne la densité de l'eau comprimée, et on peut tracer le point expérimental dans le plan $P - \rho$ comme sur la figure 4.9.

On voit sur cette dernière figure que les points expérimentaux sont en bon accord avec les tables SESAME, compte-tenu de l'incertitude importante sur la densité.

Sur la figure 4.10, on a tracé les mêmes points expérimentaux et ceux obtenus sur le laser Omega (Rochester, NY, USA) par le groupe de G. Collins du LLNL. L'ensemble de ces résultats complète les données expérimentales de l'Hugoniot principale de l'eau pour les pressions de 1 à 6 Mbar. Avec les données obtenues par Mitchell et Nellis [69] en utilisant un canon à gaz, l'Hugoniot principale de l'eau est bien connue jusqu'à 6 Mbar et un facteur de compression de 4.

Résumé: Les données que nous avons obtenues au LULI pour l'Hugoniot principale de l'eau, et celles obtenues sur le laser Omega par le groupe du LLNL, valident les prédictions des tables SESAME pour des pressions jusque 6 Mbar.

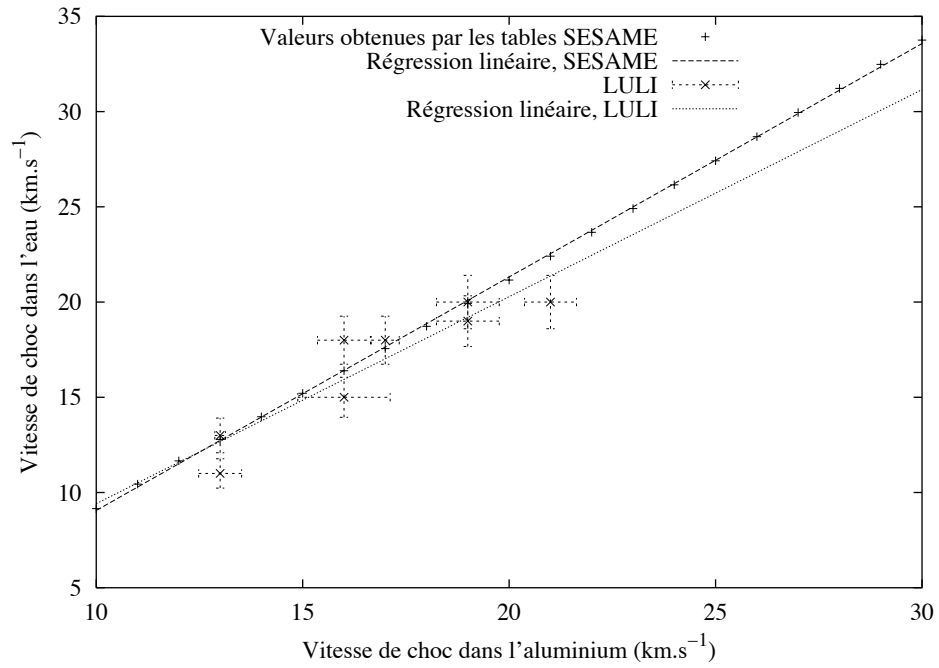


Fig. 4.8: Résultats du LULI : désadaptation d'impédance.

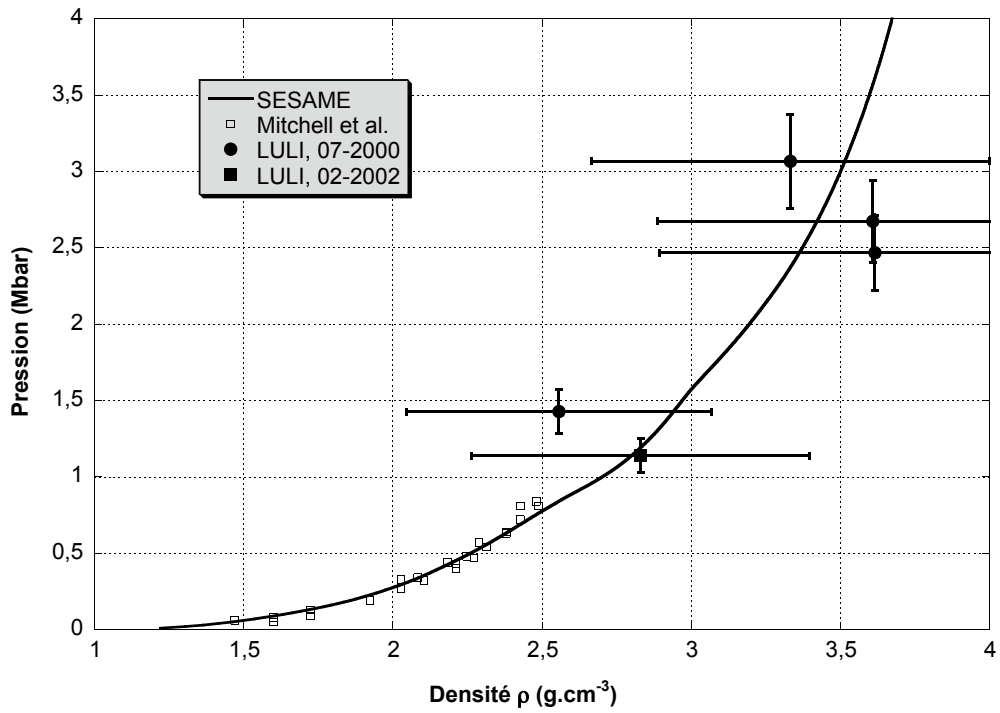


Fig. 4.9: Résultats du LULI dans le plan P - ρ : l'accord avec les tables SESAME est compatible avec les barres d'erreur.

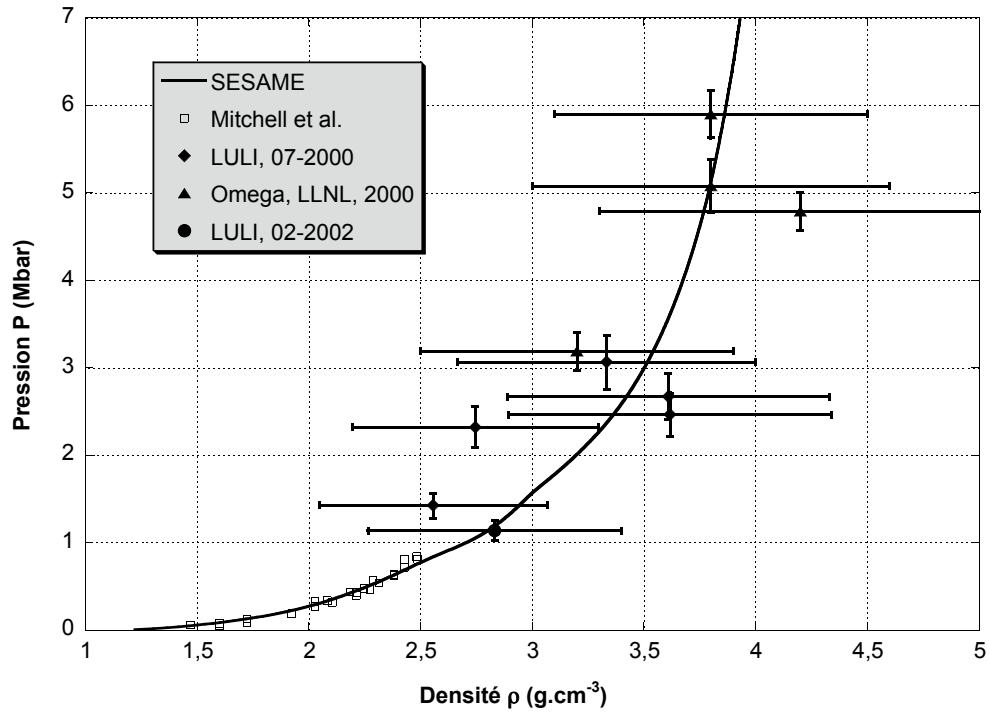


Fig. 4.10: Résultats du LULI dans le plan P - ρ et comparaison avec les résultats obtenus sur le laser Oméga.

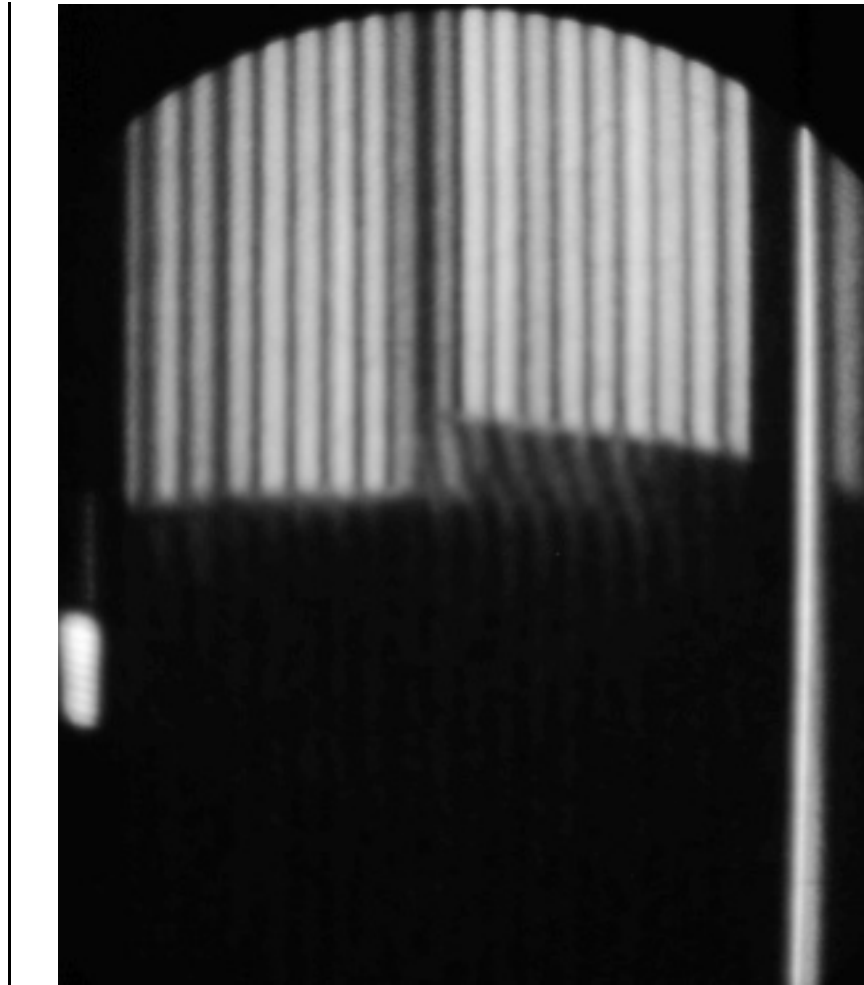


Fig. 4.11: Image expérimentale obtenue par les VISARS au RAL.

4.1.3 Résultats de Vulcan

La figure 4.11 montre une image expérimentale obtenue avec le VISAR à ω du RAL. On y voit notamment les deux signaux fiduciaires, à gauche celui du laser principal, et à droite celui du laser sonde. L'image permet de mesurer le temps de traversée de la marche, et avec le déplacement des franges on mesure la vitesse du choc dans l'eau.

Les images expérimentales des campagnes de décembre 2000 et 2001 n'étaient pas de très bonne qualité en général.

Les figures 4.12 et 4.13 présentent les résultats obtenus sur Vulcan pour l'Hugoniot principale de l'eau. Les résultats obtenus en 2000 sont en bon accord avec les tables SESAME ; les résultats de 2001 sont en revanche de moins bonne qualité, mais l'accord avec les tables SESAME reste bon.

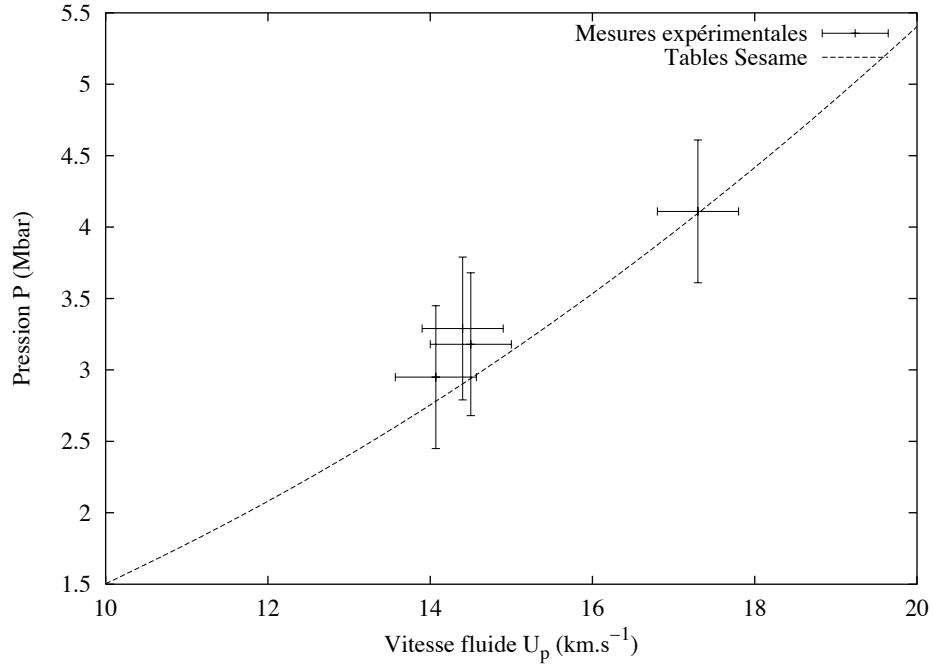


Fig. 4.12: Résultats de Vulcan 2000 et comparaison avec les tables SESAME.

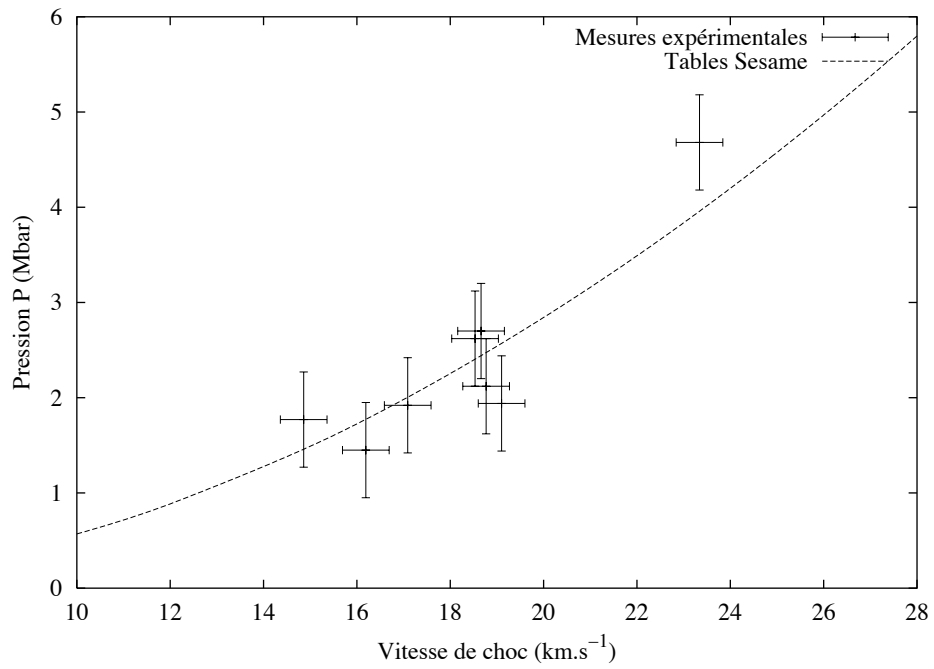


Fig. 4.13: Résultats de Vulcan 2001 et comparaison avec les tables SESAME.

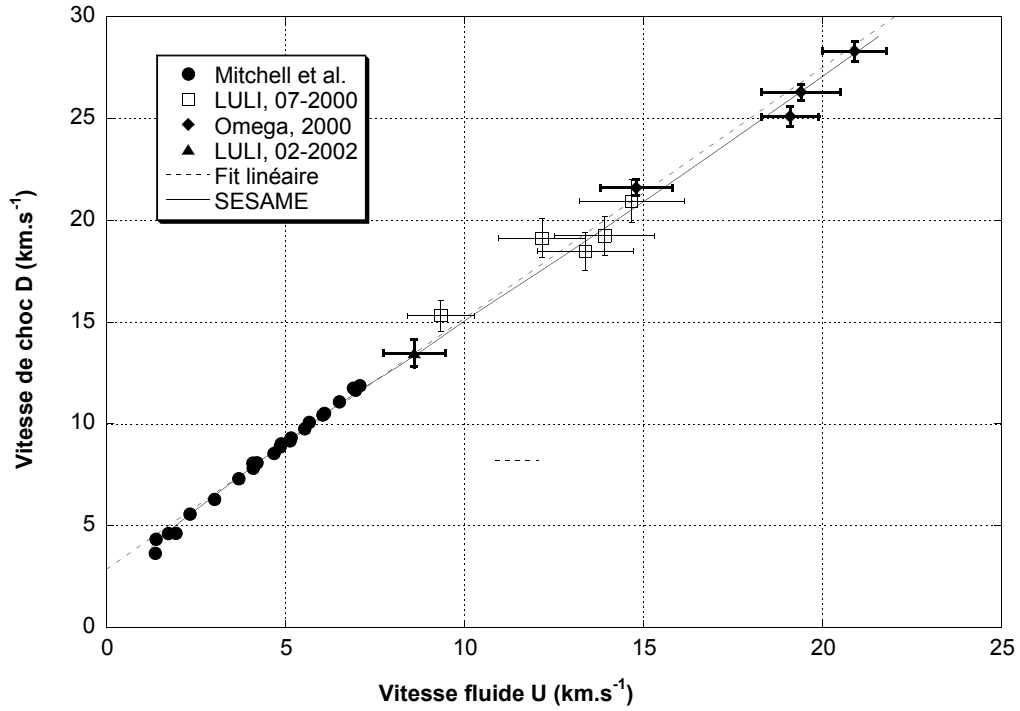


Fig. 4.14: Ensemble des résultats dans le plan $D - U$ (y compris ceux obtenus sur le laser Oméga) et comparaison avec les tables SESAME.

4.2 Ensemble des résultats pour l'Hugoniot principale

La figure 4.14 présente les résultats dans le plan $D - U$; on voit que la linéarité dont on a parlé dans la section 2.5.5 est compatible avec nos barres d'erreur. D'autre part, la valeur obtenue par le fit pour la vitesse du son dans l'eau, soit $2,87 \text{ km.s}^{-1}$ est du même ordre de grandeur que la valeur connue de 1500 m.s^{-1} . La différence s'explique par le fait que la relation linéaire trouvée est valable dans le domaine de pression du mégabar, et non pas pour des pressions proches de la pression atmosphérique.

La pente de la droite donne le coefficient a de l'équation 2.51, soit $a = 1,23$. La valeur limite de compressibilité qu'on en déduit est $\sigma_{\infty} = 5,3$.

On a tracé sur la figure 4.15 l'ensemble des résultats dans le plan $P - \rho$ obtenus dans nos différentes campagnes d'expérience. On y a reporté également les mesures réalisées sur le laser Omega par le groupe du LLNL.

L'ensemble de ces résultats couvre le domaine de 1 à 6 mégabars le long de l'Hugoniot principale.

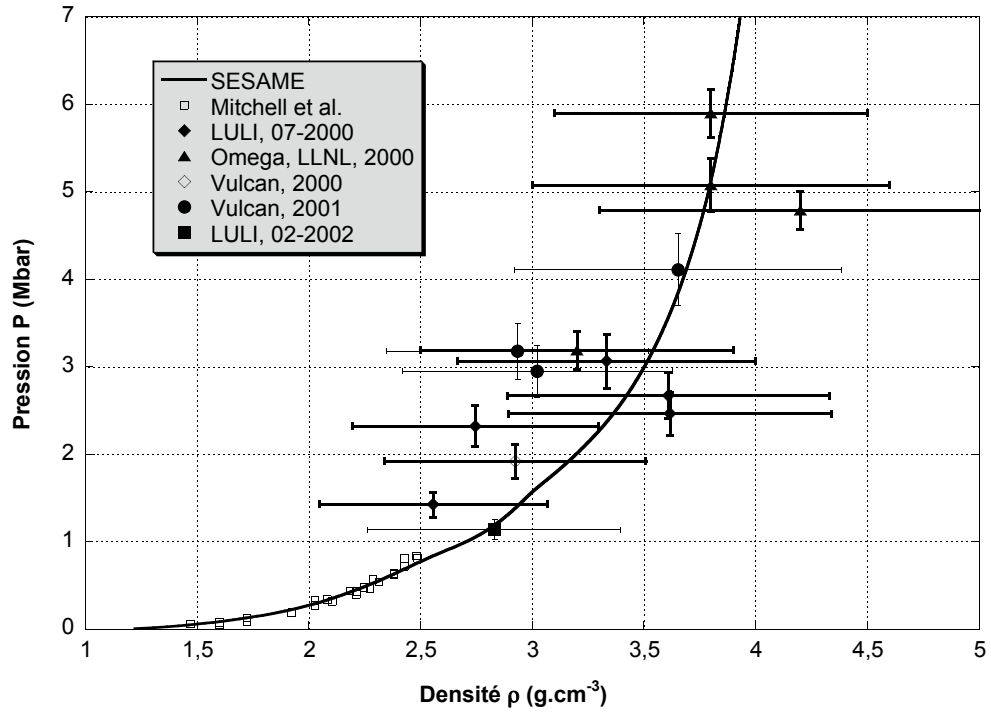


Fig. 4.15: Ensemble des résultats dans le plan P - ρ (y compris ceux obtenus sur le laser Oméga) et comparaison avec les tables SESAME.

4.2.1 Erreur expérimentale

Les barres d'erreur comme on les a tracées sur la figure 4.15 ont été déterminées graphiquement (cf. figure 4.16) dans le plan $P - U$:

1. l'incertitude sur la vitesse du choc dans l'aluminium conduit à tracer deux droites $P = \rho_{\text{Al}}^0 D_{\text{Al}}^\pm U$, où $D_{\text{Al}}^\pm = D_{\text{Al}} \pm \Delta D_{\text{Al}}$.
2. on sait alors que l'aluminium se trouve entre deux points sur l'Hugoniot.
3. à partir de chacun de ces états, on calcule les courbes de relaxation correspondantes.
4. on trace alors deux droites correspondant à l'incertitude sur la vitesse du choc dans l'eau,
5. l'état comprimé de l'eau se trouve alors dans la zone délimitée par ces deux droites et les deux courbes de relaxation (grisée sur la figure).

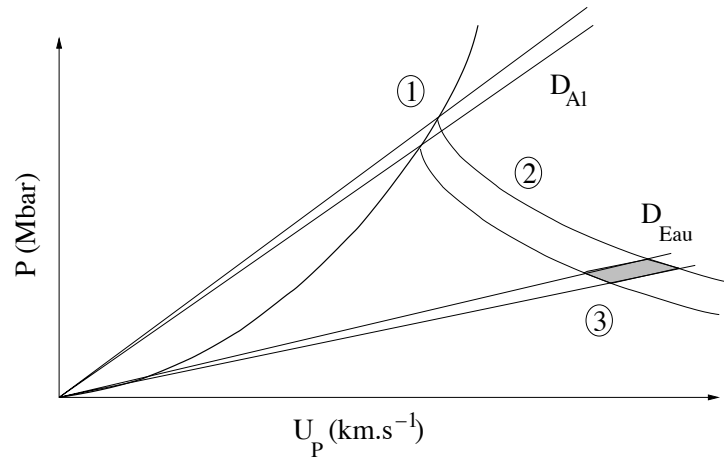


Fig. 4.16: Détermination des barres d'erreur.

On peut aussi utiliser des relations approchées pour évaluer l'erreur sur la pression et la vitesse fluide dans l'eau. Le calcul est détaillé dans l'appendice B, et le résultat à retenir est que la contribution majeure à l'erreur expérimentale est l'incertitude sur la vitesse du choc dans l'aluminium.

Pour obtenir des mesures de bonne qualité, on doit d'une part mesurer très précisément la hauteur de la marche, et d'autre part faire en sorte que le choc soit le plus stationnaire possible.

L'erreur sur la densité s'obtient à partir des relations d'Hugoniot ; on trouve que

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = 2(\sigma - 1) \frac{\Delta u}{u} + (\sigma - 1) \frac{\Delta P}{P}. \quad (4.1)$$

À cause du terme en $(\sigma - 1)$, l'erreur relative en densité sera beaucoup plus importante que l'erreur en pression. Par exemple, si on mesure la pression et la vitesse fluide avec une erreur relative de 10%, alors pour une compression de 3 l'erreur relative sur la densité sera de 60%.

Résumé: Dans le plan $P - \rho$, l'erreur relative en densité est beaucoup plus importante que l'erreur en pression.

4.3 Analyse des cibles d'eau précomprimée

Les campagnes d'expérience sur Vulcan sont intéressantes pour les mesures réalisées à partir de cibles d'eau précomprimées : nous avons pu obtenir deux tirs de bonne qualité où l'eau devenait réfléchissante, ce qui nous ont permis d'obtenir deux points de l'équation d'état précomprimée.

Sur d'autres tirs, l'eau était soit transparente soit opaque, de sorte que les diagnostics VISARS ne permettaient pas de mesurer la vitesse du choc dans l'eau. Dans ce cas, on peut déterminer l'état thermodynamique de l'eau comprimée en faisant l'hypothèse que les tables SESAME sont justes. On mesure la vitesse du choc dans l'aluminium, et on calcule les paramètres pour l'eau.

Le tableau 4.2 présente les résultats obtenus avec les cibles d'eau précomprimées. Les valeurs en italique sont celles déduites des tables SESAME par la méthode de désadaptation d'impédance. La figure 4.17 reprend les deux mesures d'équation d'état des tirs 001222-f-06 et 011218-f-07, dans le plan $P - \rho$. On y a tracé également les courbes d'Hugoniot précomprimées calculées avec les tables SESAME, pour une compression de 8 et 10 kbar. L'accord entre les mesures et les tables est tout à fait satisfaisant, bien que les mesures soient peu nombreuses. Il faudrait réaliser d'autres mesures le long de l'Hugoniot précomprimée pour valider ou non les tables SESAME dans cette région de l'espace des phases.

Tir	P_0 (kbar)	n	D_{Al} (km.s ⁻¹)	D_{eau} (km.s ⁻¹)	ρ (g.cm ⁻³)	P (Mbar)	Optiquement
001222-f-06	8	1,41	16,9	17,8	3,1	2,4	Réfléchissante
011218-f-07	10	1,42	17,8	18,3	3,9	2,8	Réfléchissante
001212-f-13	9	1,42	10,5	<i>9,9</i>	<i>2,6</i>	<i>0,65</i>	Transparent
001213-f-12	10	1,42	13,0	<i>12,7</i>	<i>3,1</i>	<i>1,2</i>	Opaque
011220-f-03	17	1,42	11,6	<i>11,1</i>	<i>2,9</i>	<i>0,9</i>	Transparente

Tab. 4.2: Résultats des cibles précomprimées : les valeurs en italique sont déduites des tables SESAME.

Résumé: Il y a un bon accord dans le plan $P - \rho$ entre les mesures expérimentales de l'équation d'état de l'eau et les prédictions des tables SESAME pour l'Hugoniot principale. Le long de l'Hugoniot précomprimée à 10 kbar, d'autres mesures sont nécessaires.

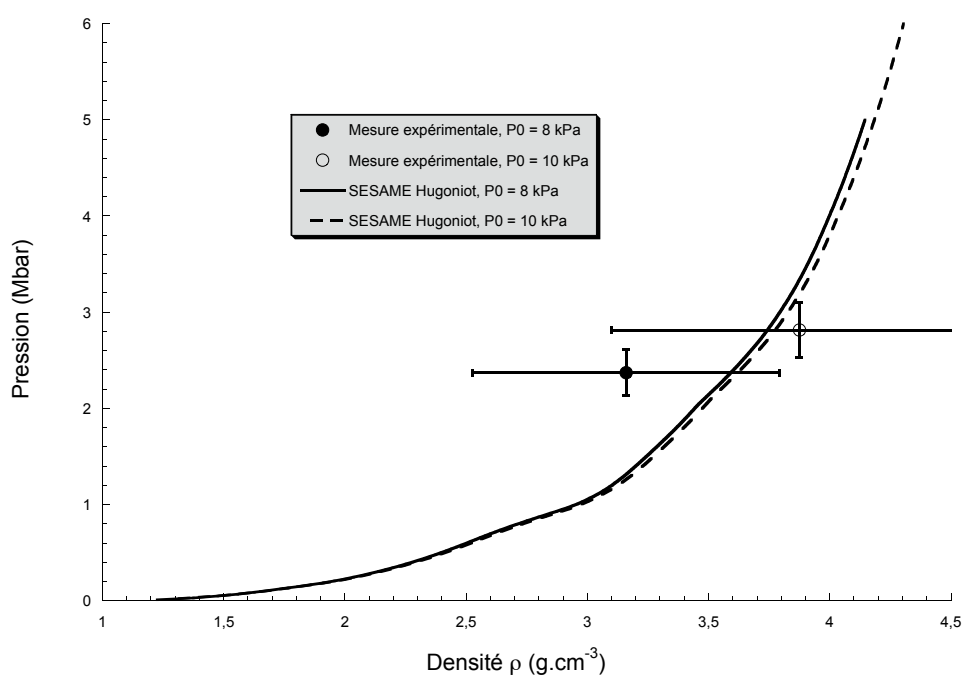


Fig. 4.17: Résultats des cibles d'eau précomprimée, et comparaison avec les tables SESAME.

4.4 Analyse des mesures de température

4.4.1 Température le long de l'Hugoniot principale

Lors des quatre campagnes d'expérience (au LULI en 2000 et 2002, au RAL en 2000 et 2001), nous avons un diagnostic d'émissivité. Au RAL, la calibration de ce diagnostic a été réalisée sur place ; la procédure de calibration est décrite en détail dans la section 3.6. Le diagnostic du LULI a été calibré entre les expériences, en janvier 2001 pour la campagne de juillet 2000, et en janvier 2002 pour la campagne de février 2002. La procédure de calibration des diagnostics du RAL et du LULI est la même. Au LULI toutefois, nous n'avons pas mesuré la transmission des éléments optiques un par un, mais seulement la transmission globale du système de reprise d'image.

Avec la courbe de calibration du LULI, nous avons pu estimer la température de choc de l'eau comprimée à partir des images expérimentales, comme celle de la figure 4.5. Comme d'autre part on a déterminé la pression et la densité de l'eau pour chaque tir, on peut tracer la courbe donnant la température en fonction de la pression. Le résultat est tracé sur la figure 4.18, et comparé aux prédictions des tables SESAME. L'accord avec celles-ci est tout à fait acceptable, compte-tenu des incertitudes sur la température et sur la pression.

En procédant de même avec les tirs effectués au RAL, nous avons obtenu le graphique de la figure 4.19.

Sur ces deux graphiques, nous avons aussi fait figurer les températures de corps noir, c'est-à-dire la température qu'on déduit en supposant que l'émissivité est égale à 1. Les températures de corps gris tiennent en revanche compte du fait que l'émissivité est inférieure, et la correction est faite avec la loi de Kirchoff adaptée à notre cas particulier, c'est-à-dire en prenant une émissivité donnée par

$$e(\lambda) = 1 - R(\lambda),$$

où $R(\lambda)$ est la réflectivité du front de choc. La correction est expliquée en détail dans la section 3.6.6. La mesure de la réflectivité est détaillée dans la section 4.6.

On voit que la correction est importante : typiquement, la réflectivité varie de 0 à 0,5. La correction en température est alors d'un facteur 2 aux pressions supérieures à 1 mégabar.

Sur la figure 4.20, nous avons rassemblé toutes les mesures de température, et comparé aux tables SESAME. L'accord avec les mesures expérimentales est bon.

On note d'une part que les résultats du LULI et du RAL donnent deux nuages de points dont les pentes sont légèrement différentes : les températures mesurées au LULI sont un peu supérieures à celles mesurées au RAL. On attribue cela à une erreur systématique de calibration. Cependant ces deux ensembles de mesures sont compatibles entre elles, compte-tenu des barres d'erreur.

D'autre part, on note que les températures expérimentales sont légèrement supérieures à celles prévues par les tables SESAME.

Pour le point à une pression d'environ 5 mégabar, la température mesurée expérimentalement semble trop basse, aussi bien par rapport aux tables SESAME que par

rapport à l'extrapolation des mesures aux pressions plus basses. On peut attribuer cela à un phénomène de préchauffage, qui est d'autant plus important que l'énergie du laser est élevée. Si l'eau est préchauffée même légèrement, celle-ci peut être partiellement ionisée, et absorber la lumière. Le front de choc de l'eau comprimée émet alors de la lumière à travers une épaisseur d'eau légèrement absorbante, de sorte que l'émission propre mesurée est inférieure à l'émission propre du front de choc.

Résumé: Les mesures de températures réalisées au LULI et au RAL donnent des températures expérimentales de l'eau sous choc compatibles avec, et légèrement supérieures aux prédictions des tables SESAME.

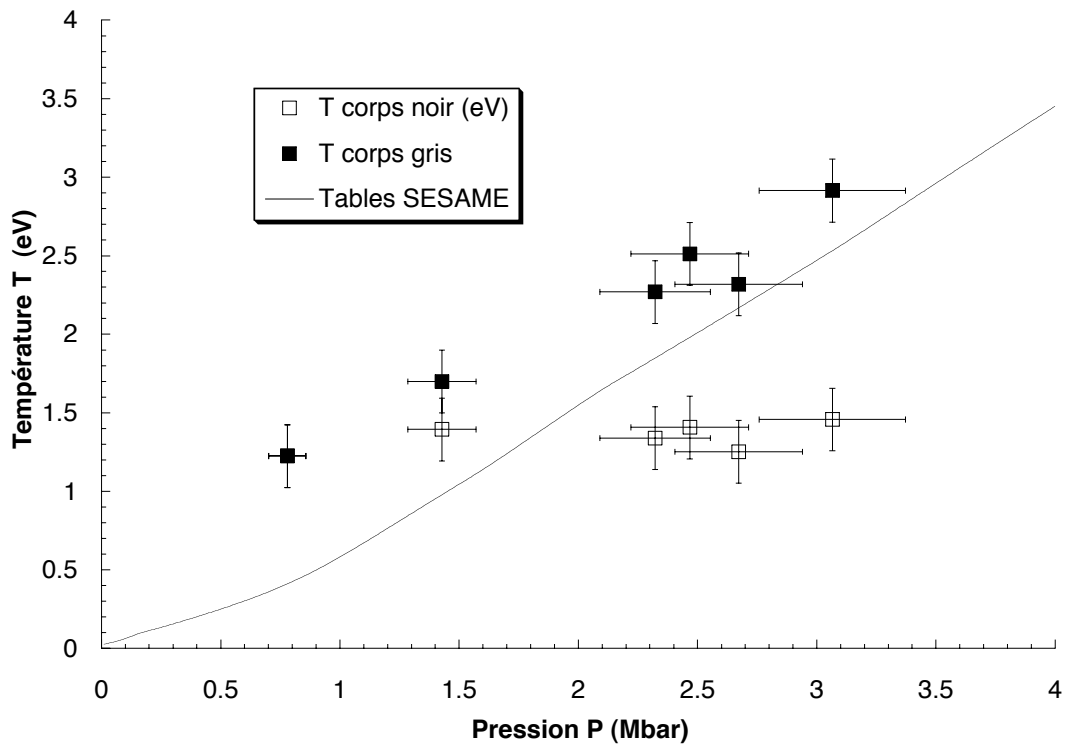


Fig. 4.18: Mesures de température du LULI

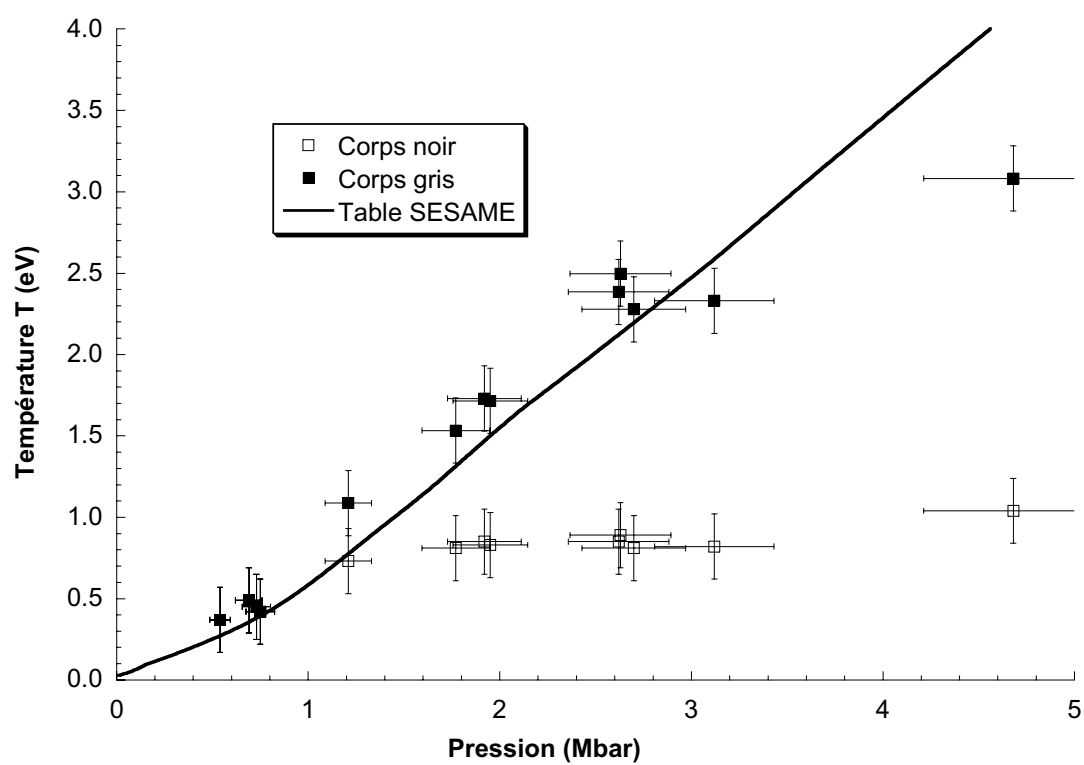


Fig. 4.19: Mesures de température de Vulcan

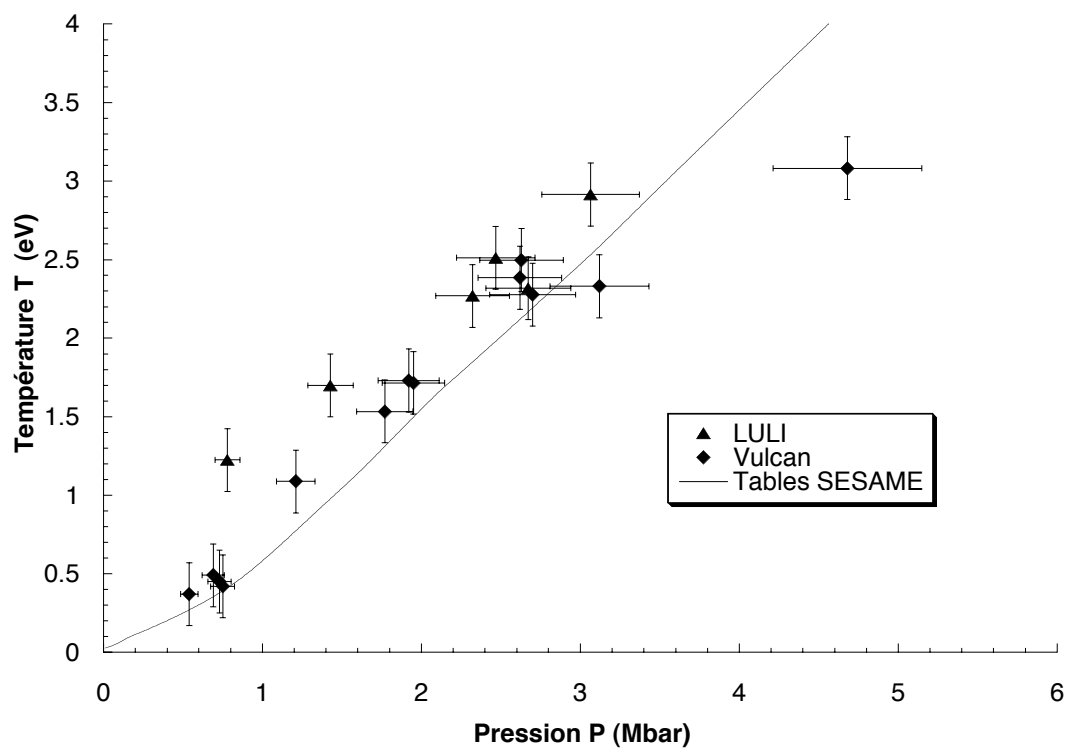


Fig. 4.20: Mesures de température : résultats du LULI et de Vulcan.

4.4.2 Température le long de l'Hugoniot précomprimée

Parmi les cinq tirs réalisés avec des cibles d'eau précomprimée, deux ont pu être exploités pour mesurer expérimentalement la température de l'eau sous choc.

Les mesures sont présentées sur la figure 4.21. Pour le point à 1,2 Mbar, l'eau n'était pas réfléchissante. Nous n'avons donc pas pu déterminer expérimentalement la pression et la densité, mais nous l'avons déduite des tables SESAME à partir de la seule mesure de la vitesse du choc dans l'aluminium.

Ici aussi, l'accord avec les tables SESAME est bon. Ces résultats de température sont importants, car l'intérêt des cibles précomprimées est justement de comprimer l'eau en la chauffant moins que le long de l'Hugoniot principale.

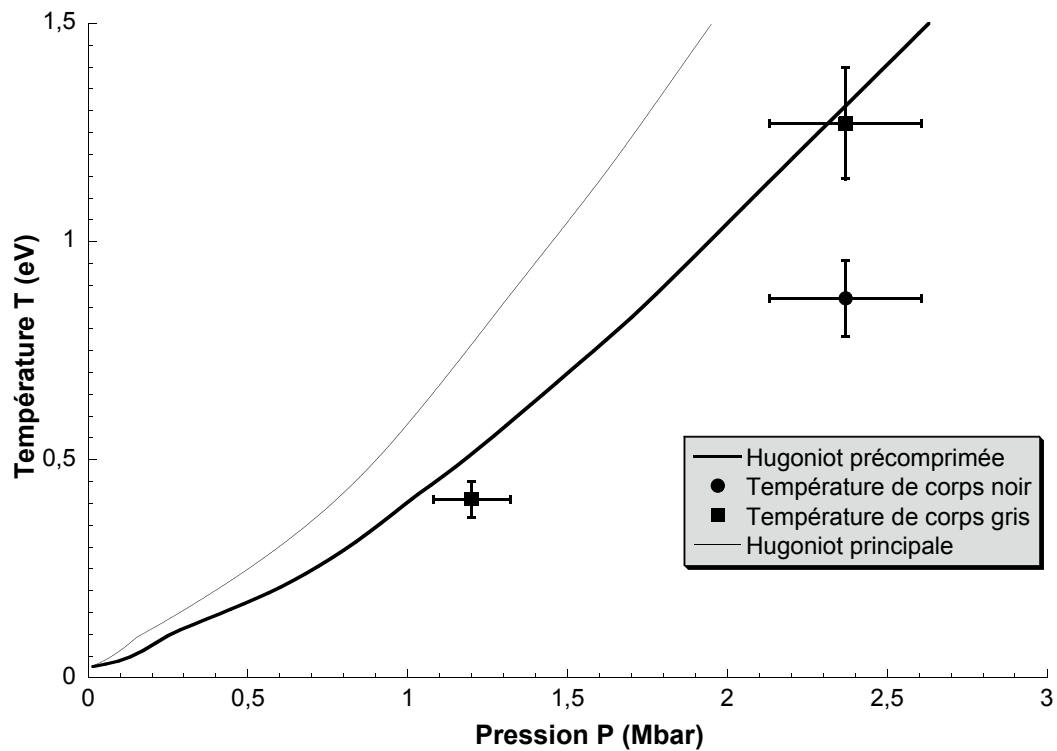


Fig. 4.21: Mesures de température des cibles précomprimées.

Résumé: Les températures mesurées le long de l'Hugoniot précomprimée sont compatibles avec celles prévues par les tables SESAME.

4.5 Propriétés optiques de l'eau comprimée

Objectif: Dans cette section, nous discutons qualitativement des propriétés optiques de l'eau. À partir des images expérimentales, nous classons les tirs en fonction de ce que l'eau comprimée est transparente, absorbante ou réfléchissante. Nous en déduisons un diagramme de phase.

Le faisceau sonde en face arrière permet de mettre en évidence le comportement optique de l'eau comprimée : on trouve que l'eau comprimée peut être transparente, opaque ou réfléchissante (cf. fig 4.22). Le cas (a) est celui d'une cible précomprimée à 10 kbar ; la pression finale est de 0,65 Mbar. Les cas (b) et (c) correspondent à des cibles normales, portées à des pressions de 0,56 et 2,70 Mbar respectivement.

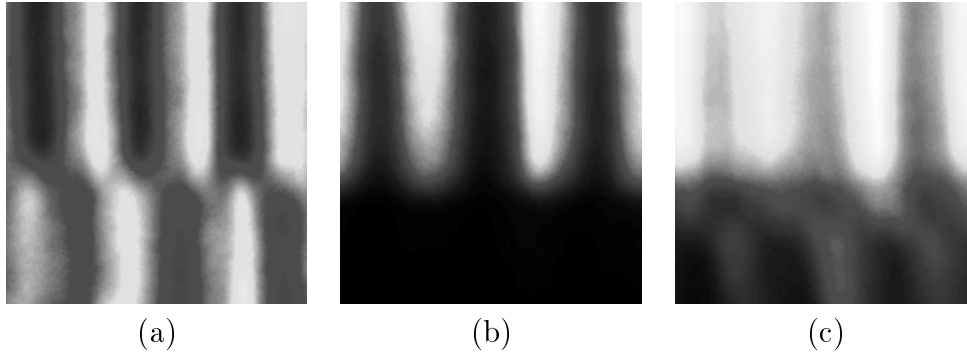


Fig. 4.22: L'eau comprimée peut être : (a) transparente, (b) opaque ou (c) réfléchissante.

Le long de l'Hugoniot principale, quand la pression augmente, l'eau passe d'un état transparent à un état opaque, puis réfléchissant. Si on part d'un état précomprimé, l'eau reste transparente jusque des pressions plus élevées que le long de l'Hugoniot principale. Ainsi, dans le cas de l'image 4.22 (a), la pression est de 0,65 Mbar, la densité de $2,6 \text{ g.cm}^{-3}$ et la température de 2.500°K . Dans le cas (b), la pression est de 0,56 Mbar, la densité de $2,3 \text{ g.cm}^{-3}$ et la température de 3.200°K .

Avec l'ensemble des tirs expérimentaux réalisés au LULI et au RAL, on peut faire une classification du comportement optique de l'eau. On obtient alors le graphique de la figure 4.23, où on a délimité les zones où l'eau est transparente, opaque ou réfléchissante. Nous avons choisi le plan $P - T$ pour représenter les résultats, afin de pouvoir comparer avec le diagramme de Cavazzoni (figure 2.4 page 14).

Afin de ne pas obtenir un diagramme confus, nous avons pris comme valeur de température celle donnée par les tables SESAME et non pas celle mesurée expérimentalement.

La zone où l'eau est transparente correspond approximativement aux températures inférieures à 0,3 eV, soit 3.000°K . Aux températures supérieures, l'eau est opaque jusque environ 0,5 eV, soit 5.500°K . Puis, l'eau est réfléchissante.

Le diagramme obtenu suggère donc que la transition vers un état métallique est

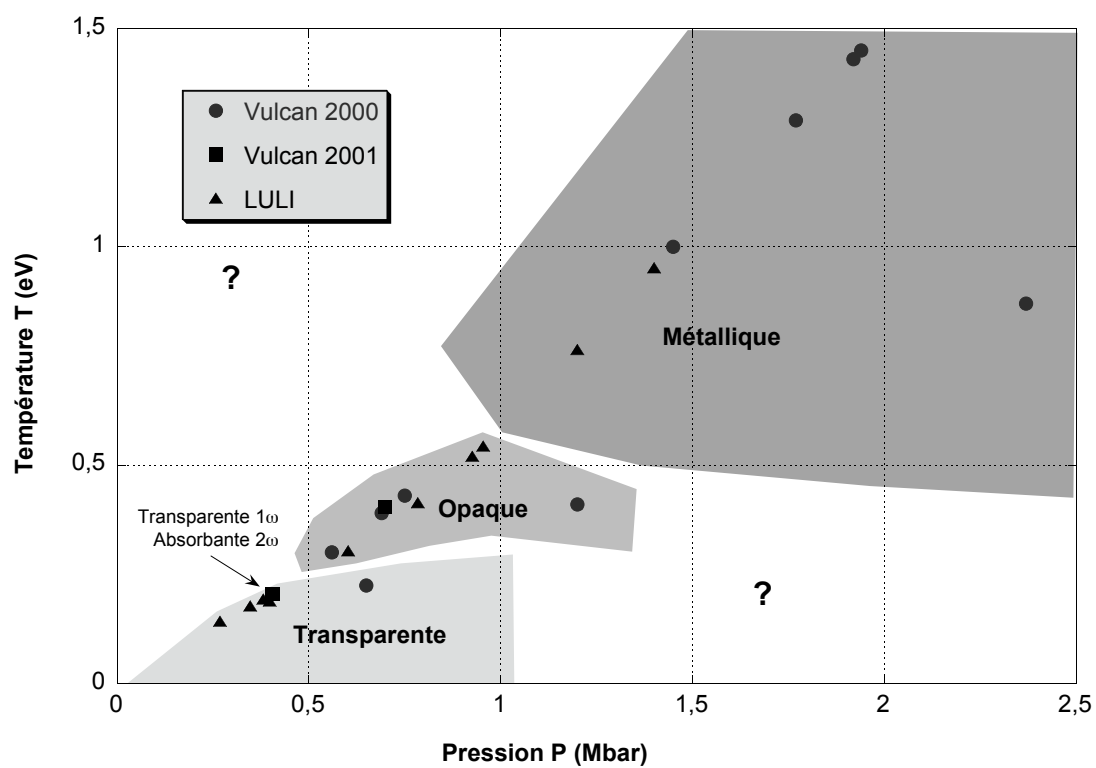


Fig. 4.23: Propriétés optiques de l'eau comprimée

principalement induite par l'augmentation de la température plus que par l'augmentation de la densité.

4.6 Mesure de la réflectivité de l'eau comprimée

On a mesuré la réflectivité en fonction de la pression en utilisant des chocs dont l'intensité décroît au cours du temps : les VISARS nous donnent la vitesse du choc dans l'eau au cours du temps, $D_{\text{eau}}(t)$. De plus, toujours avec les VISARS, on mesure la réflectivité du front de choc en fonction du temps, $R(t)$.

On obtient ainsi plusieurs courbes donnant la réflectivité en fonction de la vitesse de choc. On utilise alors les tables SESAME pour exprimer la vitesse de choc en fonction de la pression.

4.6.0.1 Réflectivité à 532 nm

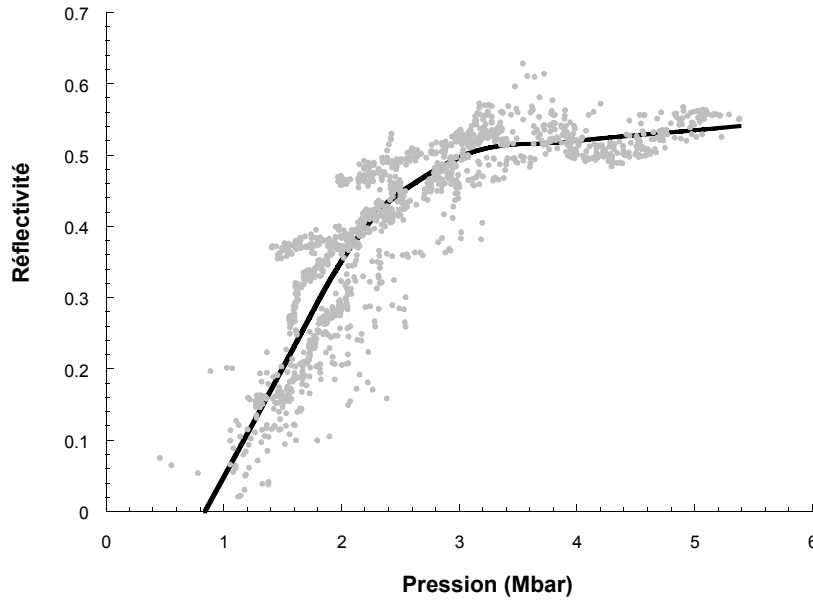


Fig. 4.24: Réflectivité de l'eau à 532 nm en fonction de la pression : on a tracé la réflectivité de l'interface eau froide - eau comprimée en fonction de la pression.

Nous disposons de nombreuses données à 532 nm, obtenues au LULI et au RAL, qui nous ont permis d'obtenir le graphique de la figure 4.24. L'ensemble des points tracés correspond à divers tirs ; chacun de ces tirs a permis de tracer une courbe. La superposition de toutes les courbes donne le nuage de point de la figure. On a alors tracé une courbe lisse qui « interpole » le nuage de points.

Deux résultats importants sont à souligner :

1. la réflectivité est non nulle pour des pressions supérieures à environ 1 Mbar le

long de l'Hugoniot principale. Cette valeur est par ailleurs en accord avec les prédictions des simulations *ab initio* de Cavazzoni (cf. fig. 2.4).

- la réflectivité augmente rapidement avec la pression, et sature à une valeur comprise entre 0,5 et 0,6 pour des pressions supérieures à 3 Mbar.

4.6.1 Réflectivité à 1064 nm

Le diagnostic VISAR à deux longueurs d'onde a été mis en place seulement lors des campagnes RAL en décembre 2001 et LULI en février 2002.

Un nombre plus restreint de mesures expérimentales ont pu être réalisées. On a retenu deux valeurs fiables de réflectivité, qu'on a reporté sur la figure 4.25.

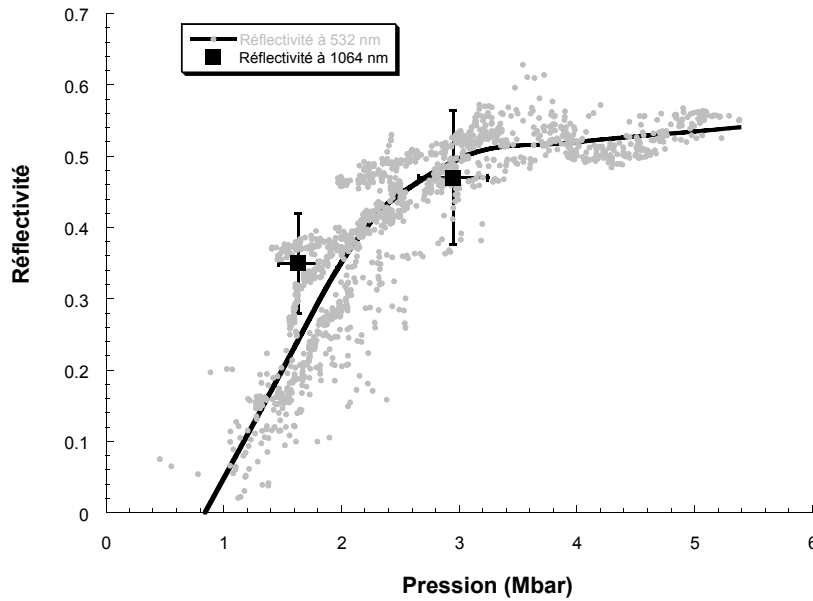


Fig. 4.25: Réflectivité de l'eau à 1064 nm en fonction de la pression.

Le point à 1,6 Mbar montre une réflectivité légèrement supérieure à 1064 nm qu'à 532 nm. Ceci se comprend assez bien, puisque la réflectivité de l'eau métallique à l'interface eau métallique - eau froide est donnée par l'équation 5.27 de la page 179, qui s'écrit

$$R = 1 - n_0 \sqrt{\frac{16\pi c \varepsilon_0}{\lambda \sigma}},$$

avec n_0 l'indice de l'eau froide, λ la longueur d'onde et σ la conductivité de l'eau métallique. Si on suppose en première approximation que σ est indépendante de λ , alors on s'attend à ce que la réflectivité augmente avec la longueur d'onde.

D'autre part, le point à 3 Mbar montre une réflectivité sensiblement égale à celle mesurée à 532 nm, compte-tenu des barres d'erreur. La valeur mesurée d'environ 0,5 est proche de la valeur de saturation.

4.6.2 Réflectivité de l'eau précomprimée

Avec les cibles d'eau précomprimée, nous avons également pu mesurer la réflectivité, obtenant les valeurs reportées sur la figure 4.26.

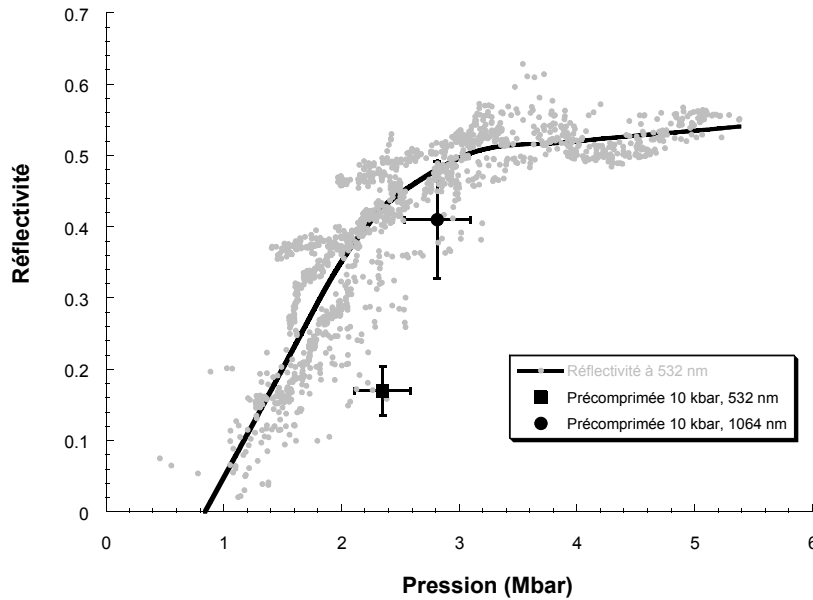


Fig. 4.26: Réflectivité de l'eau en fonction de la pression le long de l'Hugoniot précomprimée.

Ici encore, les mesures expérimentales sont peu nombreuses. Nous avons obtenu deux points entre 2 et 3 Mbar. Ces deux points sont légèrement en-dessous de ceux correspondant à la même pression le long de l'Hugoniot principale.

Nous pouvons en déduire que la réflectivité dépend essentiellement de la température : à densité égale, la réflectivité de l'eau comprimée est plus élevée quand la température est plus élevée.

Ceci constitue un deuxième indice du fait que la transition d'un liquide diélectrique vers un liquide métallique est essentiellement induite par l'augmentation de température.

4.7 Conclusions expérimentales

Objectif: Dans le prochain chapitre, nous développons des modèles permettant d'estimer la conductivité électrique à partir de la grandeur mesurée expérimentalement, à savoir la réflectivité. Nous terminons ce chapitre en dressant les conclusions de nos expériences, sans recourir à des hypothèses supplémentaires.

De l'ensemble de nos campagnes expérimentales, il ressort que l'équation d'état de l'eau est bien décrite par les modèles des tables SESAME pour des pressions de 1 à 6 Mbar, et des températures jusque 3 eV soit 30.000°K.

En effet, nous avons mesuré expérimentalement pression, densité et température le long de l'Hugoniot principale, et le long de l'Hugoniot précomprimée à environ 10 kbar. Les mesures sont toutes compatibles avec les prévisions des tables SESAME, compte-tenu de nos barres d'erreur.

D'autre part, nous avons prouvé expérimentalement que l'eau passait d'un liquide diélectrique à un liquide métallique, pour des pressions supérieures à 1 Mbar le long de l'Hugoniot principale, et environ 1,5 Mbar le long de l'Hugoniot précomprimée.

L'eau comprimée réfléchit la lumière aux longueurs d'onde optiques, ce qui indique la présence de porteurs de charges suffisamment mobiles pour répondre à des fréquences de l'ordre de 10^{15} Hz. Ces porteurs de charge ne peuvent être que des électrons ; la conductivité électronique de l'eau comprimée doit donc être suffisamment élevée pour expliquer un coefficient de réflexion de l'ordre de 0,5 à 532 nm.

Enfin, c'est l'augmentation de température plus que l'augmentation de pression ou de densité qui induit la transition vers l'état métallique. En effet, le diagramme des propriétés optiques de l'eau montre que à densité égale, c'est la température qui détermine si l'eau est transparente, opaque ou réfléchissante. De plus, la réflectivité augmente avec la température, ce qui indique que l'augmentation de température fait passer les électrons dans la bande de conduction.

5. ESTIMATION DE LA CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE

Objectif: Dans ce chapitre, on s'intéresse aux propriétés de transport, en particulier à la conductivité électrique. Ceci est motivé par le problème du champ magnétique des planètes Uranus et Neptune, et leur modélisation par effet dynamo, comme on l'a vu dans le chapitre 2.

Mais plus généralement, la conductivité électrique est liée à d'autres grandeurs, notamment l'indice optique de l'eau et aux grandeurs physiques qu'on peut en déduire : réflectivité et absorption. Nos expériences permettent une mesure limitée de quelques-unes de ces grandeurs, par exemple la réflectivité à la longueur d'onde du laser sonde comme on l'a vu dans le chapitre 4.

On aimerait donc intégrer les différentes mesures dans une description physique globale. En particulier, on s'intéresse à la transition de l'eau d'un diélectrique isolant vers un fluide métallique, et à comment les différentes propriétés optiques changent à cette transition.

Pour cela, ce chapitre est articulé en deux parties : d'abord, on fixe le cadre du problème, en rappelant comment les différentes grandeurs (réflectivité, absorption, indice optique, conductivité) sont liées entre elles. Ensuite, on analyse nos mesures à la lumière de modèles simples, qui permettent de décrire physiquement la métallisation de l'eau.

5.1 De quoi dépend la réflectivité

Objectif: La preuve la plus immédiate de la métallisation de l'eau est que lorsqu'on la comprime, elle réfléchit la lumière du laser sonde. Ceci signifie que l'eau comprimée doit avoir une conductivité électrique non nulle à la fréquence du laser sonde, d'autant plus importante que l'eau réfléchit mieux la lumière. On explicite dans cette section la relation entre la réflectivité et la conductivité.

5.1.1 Propagation du champ dans le milieu - relation de dispersion

Objectif: On s'intéresse ici à un milieu quelconque, à la fois diélectrique et conducteur. On déduit de la relation de propagation l'expression de l'indice optique complexe du milieu.

On considère un matériau linéaire isotrope possédant une conductivité électrique σ et les propriétés d'un diélectrique. Les champs macroscopiques sont définis par

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \quad (5.1)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (5.2)$$

où \mathbf{M} et \mathbf{P} sont les polarisations magnétiques et électriques du matériau.

On néglige les effets magnétiques, de sorte que $\mathbf{M} = \mathbf{0}$. La polarisation électrique ne sera en revanche pas négligeable en général, et le fait que le matériau soit linéaire se traduit par une relation du type

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (5.3)$$

où χ est appelée la susceptibilité électrique. Le vecteur déplacement \mathbf{D} est alors lié au champ électrique par

$$\mathbf{D} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (5.4)$$

où ε_r est appelée la constante diélectrique relative.

Les relations de Maxwell pour les champs \mathbf{D} et \mathbf{B} s'écrivent alors

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial_t \mathbf{D} \quad (5.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (5.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{D} = -\frac{\varepsilon_r}{c^2} \partial_t \mathbf{H} \quad (5.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (5.8)$$

L'équation 5.8 signifie qu'il n'y a globalement pas de densité de charges libres.

Le milieu possède une certaine conductivité électrique σ , et on écrit la relation d'Ohm

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \mathbf{D}. \quad (5.9)$$

On calcule le Laplacien de \mathbf{H} à partir de 5.5 et 5.6 :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{H} &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) \\ &= -\nabla \times \mathbf{j} - \partial_t \nabla \times \mathbf{D}. \end{aligned}$$

En utilisant les relations 5.8 et 5.9, on obtient la relation suivante pour le champ \mathbf{H} :

$$\Delta \mathbf{H} = \mu_0 \sigma \partial_t \mathbf{H} + \frac{\varepsilon_r}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{H}. \quad (5.10)$$

Pour le champ \mathbf{D} , on obtient la même équation de propagation [24, p. 169], qu'on écrit sous la forme :

$$\Delta = \frac{\varepsilon_r}{c^2} \partial_t^2 + \mu_0 \sigma \partial_t$$

Cherchons les solutions sous la forme

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{D} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}.$$

La relation 5.10 conduit à l'équation de dispersion suivante :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right), \quad (5.11)$$

ce qui fait apparaître une conductivité critique σ_c

$$\sigma_c = \omega \varepsilon_0 \simeq 313,5 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ pour } \lambda = 532 \text{ nm.} \quad (5.12)$$

On choisit un vecteur unitaire \mathbf{u}_k le long de la direction de propagation, et la solution de l'équation est alors un vecteur d'onde $\mathbf{k} = k\mathbf{u}_k$ complexe. On le note $k = k' - ik'' = k_0(n_r - in_i)$, où $k_0 = \omega/c$. En remplaçant dans 5.11, on trouve que n_r et n_i , qui sont les parties réelles et imaginaires de l'indice optique, doivent satisfaire

$$\begin{aligned} n_r^2 - n_i^2 &= \varepsilon_r \\ 2n_r n_i &= \frac{\sigma}{\sigma_c}. \end{aligned}$$

1. La partie réelle n_r vaut :

$$n_r^2 = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + \frac{\sigma^2}{\sigma_c^2}} \right), \quad (5.13)$$

qui vaut ε dans le cas d'un diélectrique non conducteur.

2. La partie imaginaire n_i vaut :

$$n_i^2 = \frac{\sigma}{2\sigma_c} \left(\sqrt{1 + \varepsilon_r^2 \frac{\sigma_c^2}{\sigma^2}} + \varepsilon_r \frac{\sigma_c}{\sigma} \right)^{-1}. \quad (5.14)$$

L'épaisseur de peau est la distance sur laquelle l'atténuation est $1/e$, soit

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi n_i} \quad (5.15)$$

L'indice optique complexe \hat{n} est donc tel que

$$\begin{aligned} \|\hat{n}\|^2 &= \varepsilon_r + \frac{\sigma}{\sigma_c} \\ \arg(\hat{n}) &= \arctan \frac{\sigma}{\sigma_c \left(\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + \frac{\sigma^2}{\sigma_c^2}} \right)} \end{aligned}$$

La figure 5.1 schématise l'indice optique complexe pour différentes valeurs de σ : lorsque $\sigma \ll \sigma_c$, l'indice est essentiellement réel, et vaut $\sqrt{\varepsilon_r}$. Lorsque σ augmente, l'indice se rapproche de la droite $n_i = n_r$ et son module tend vers $\sqrt{\sigma/\sigma_c}$.

On peut introduire le paramètre α défini par

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon_r \sigma_c} \right)^2}}, \quad (5.16)$$

et on a $\alpha = 1$ pour les mauvais conducteurs, et $\alpha \simeq \sqrt{\sigma/2\varepsilon_r\sigma_c}$ pour les bons conducteurs.

L'indice optique complexe du milieu s'écrit alors

$$\hat{n} = \sqrt{\varepsilon_r} \left(\alpha + i \frac{\sigma}{2\sigma_c \varepsilon_r \alpha} \right) \quad (5.17)$$

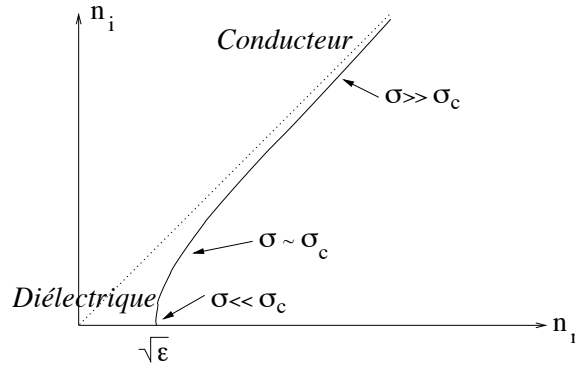


Fig. 5.1: Indice optique complexe

5.1.2 Constante diélectrique complexe et conductivité complexe

On rencontre souvent la notation complexe de la constante diélectrique, c'est-à-dire par convention que les relation de Maxwell s'écrivent

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \frac{\tilde{\epsilon}_r}{c^2} \partial_t \mathbf{E} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0.\end{aligned}$$

Cette convention revient à inclure les courants \mathbf{j} dans la partie imaginaire de la constante diélectrique. La relation de propagation des champs devient alors

$$\Delta \mathbf{B} = \frac{\tilde{\epsilon}_r}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{B},$$

c'est-à-dire pour une onde simple

$$k^2 = \tilde{\epsilon}_r \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (5.18)$$

De même, on note parfois la conductivité comme un nombre complexe, de sorte qu'on écrit

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \tilde{\sigma} \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \partial_t \mathbf{E} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0.\end{aligned}$$

Cette convention revient donc à inclure le courant de déplacement dû à la polarisation \mathbf{P} dans la partie imaginaire de la conductivité. La propagation du champ s'écrit

$$\Delta \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{B} + \mu_0 \tilde{\sigma} \partial_t \mathbf{B},$$

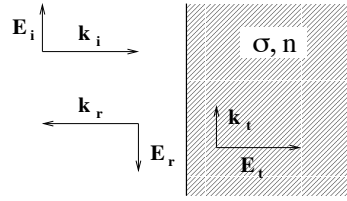


Fig. 5.2: Réflexion d'une onde électromagnétique à l'interface eau froide - eau comprimée

c'est-à-dire pour une onde simple

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - i\mu_0\tilde{\sigma}\omega. \quad (5.19)$$

En identifiant les relations 5.18 et 5.19, on obtient

$$\boxed{\tilde{\varepsilon}_r(\omega) - 1 = -i\frac{\tilde{\sigma}(\omega)}{\varepsilon_0\omega}} \quad (5.20)$$

5.1.3 Réflexion à l'interface eau comprimée - eau froide

On regarde maintenant la réflexion d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux modélisés comme précédemment. Comme on veut appliquer ce calcul à notre cas particulier, on sait que l'un des deux milieux est de l'eau froide, c'est-à-dire un diélectrique non conducteur.

On a donc deux milieux (cf. fig. 5.2) :

1. l'un seulement diélectrique (eau froide, air...), dont les propriétés sont connues. Pour l'eau froide, on a $\sigma_1 \simeq 5.10^{-8}\Omega.\text{cm}^{-1}$ et $n_1 \simeq 1,33$ dans le domaine du visible. Pour ce type de matériau, on a $k''/k' \sim \sigma/\sigma_c$, donc $k''_1 \ll k'_1$. L'indice complexe se réduit à sa partie réelle.
2. l'autre diélectrique et conducteur, de constantes σ_2 et n_2 inconnues.

En écrivant la continuité des champs et de leurs dérivées à l'interface, il vient :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r &= \mathbf{E}_t \\ ik'_1(\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_r) &= i(k'_2 - ik''_2)\mathbf{E}_t. \end{aligned}$$

On résout le système linéaire, et on trouve la relation suivante

$$(k'_1 - k'_2 + ik''_2)\mathbf{E}_i = (k'_1 + k'_2 - ik''_2)\mathbf{E}_r \quad (5.21)$$

On peut alors calculer

$$\begin{aligned} R &= \frac{\|\mathbf{E}_r\|^2}{\|\mathbf{E}_i\|^2} \\ &= \frac{(k'_2 - k'_1)^2 + (k''_2)^2}{(k'_2 + k'_1)^2 + (k''_2)^2} \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$= \frac{(n'_2 - n_1)^2 + (n''_2)^2}{(n'_2 + n_1)^2 + (n''_2)^2} \quad (5.23)$$

Si on explicite les parties réelles et imaginaires de l'indice optique \tilde{n}_2 au moyen des relations 5.13 et 5.14, on obtient une expression de la réflectivité de l'interface en fonction de la constante diélectrique relative ε_2 et de la conductivité électrique σ_2 . Pour alléger les notations, on écrit $\varepsilon_2 = \varepsilon$, $\sigma_2 = \sigma = x\sigma_c$, et $n_1 = n$. Le nombre sans dimension x représente la conductivité électrique de l'eau comprimée en unités de $\omega\varepsilon_0$.

$$R(\varepsilon, x) = \frac{\left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + x^2/\varepsilon^2} \right)^{1/2} - n/\sqrt{\varepsilon} \right]^2 + x^2/\varepsilon^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + x^2/\varepsilon^2} \right)^{-1}}{\left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + x^2/\varepsilon^2} \right)^{1/2} + n/\sqrt{\varepsilon} \right]^2 + x^2/\varepsilon^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + x^2/\varepsilon^2} \right)^{-1}} \quad (5.24)$$

On a tracé sur la figure 5.3 la réflectivité à l'interface en fonction de la conductivité réduite x et de la susceptibilité $\chi = 1 + \varepsilon$.

La figure 5.3(a) correspond à différentes courbes, tracées pour des valeurs croissantes de susceptibilité. La figure 5.3(b) est un tracé de la surface $R(x, \varepsilon)$.

On voit sur la figure 5.3(a) qu'il y a deux comportements, selon que la conductivité réduite est petite ou grande devant ε .

On a un comportement diélectrique pour $x \ll \varepsilon$, avec une réflectivité constante, et un comportement métallique pour $x \gg \varepsilon$, avec une réflectivité qui ne dépend pratiquement que de la conductivité x . Ces deux comportements sont détaillés par la suite.

5.1.3.1 Comportement diélectrique

Lorsque la conductivité électronique est petite devant σ_c , on a $x/\varepsilon \ll 1$ et

$$R(\varepsilon) \simeq \left(\frac{\sqrt{\varepsilon} - n}{\sqrt{\varepsilon} + n} \right)^2, \quad (5.25)$$

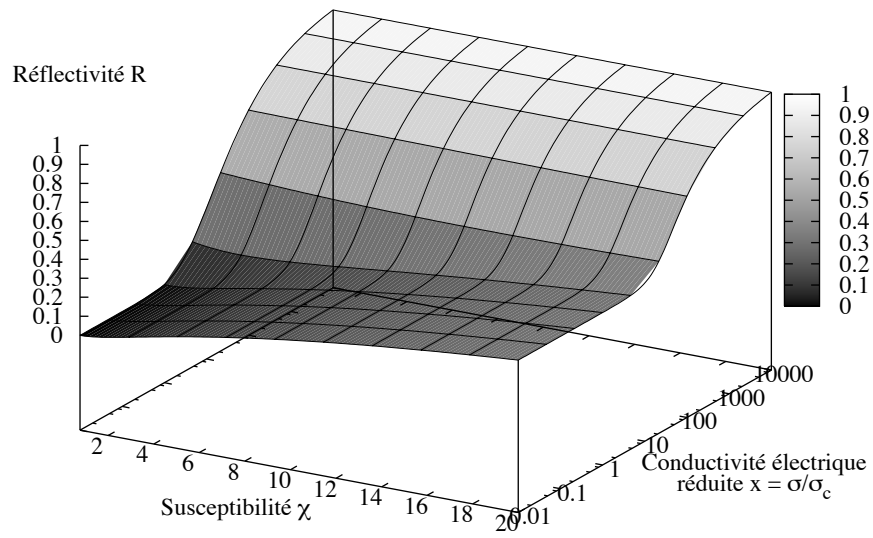
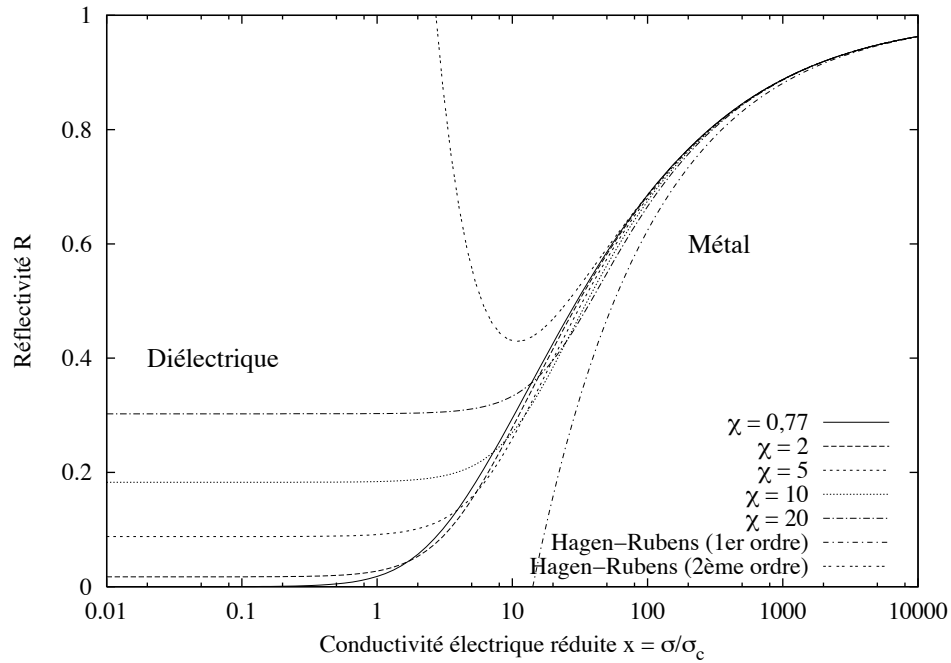
ce qui n'est autre que la formule de Fresnel pour la réflectivité à l'interface de deux diélectriques.

5.1.3.2 Comportement métallique

Quand au contraire l'eau comprimée conduit bien, on a $x/\varepsilon \gg 1$, et le développement limité en ε/x donne

$$R(x) = 1 - n\sqrt{\frac{8}{x}} + \frac{2n(n+1)}{x} - \frac{\sqrt{2}n[\varepsilon + 4n(n+1)]}{x^{3/2}}. \quad (5.26)$$

On notera que les deux premiers ordres ne dépendent pas de la constante diélectrique ε . Ceci signifie que la réflectivité ne dépend pratiquement que de la conductivité.



(a)

(b)

Fig. 5.3: Réflectivité à l'interface eau froide - eau comprimée en fonction de la conductivité réduite $x = \sigma/\sigma_c$ et de la susceptibilité χ de l'eau comprimée. (a) courbes pour différentes valeurs de χ . (b) tracé de la surface en trois dimensions.

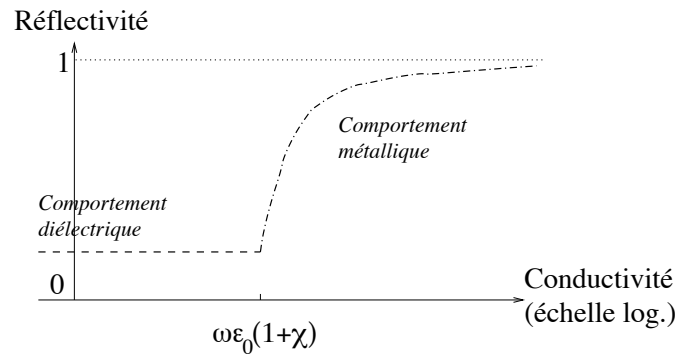


Fig. 5.4: Dépendance schématique de la réflectivité

Dans le cas de la réflexion à l'interface métal-vide, $n = 1$ et on retrouve la relation de Hagen-Rubens [96, p.106] :

$$R(\lambda) \simeq 1 - \sqrt{\frac{16\pi c \varepsilon_0}{\sigma \lambda}}. \quad (5.27)$$

La transition entre le régime diélectrique et le régime métallique a lieu pour une conductivité $\sigma = \omega \varepsilon_0 \varepsilon$. Ces résultats sont schématisés sur la figure 5.4. La mesure de la réflectivité nous permet donc d'évaluer la conductivité avec une erreur raisonnable, si on est capable d'estimer la susceptibilité de l'eau comprimée.

Résumé: La réflectivité à l'interface eau froide - eau comprimée dépend comme on s'y attendait de la conductivité de l'eau comprimée, mais aussi de l'indice optique réel de l'eau comprimée.
Nos expériences permettent de mesurer la réflectivité, et pour en déduire la conductivité, il nous faut pouvoir évaluer la susceptibilité électrique χ .

5.2 Comment évaluer la partie réelle de l'indice optique ?

Pour pouvoir utiliser l'équation 5.26, il faut connaître l'indice optique n_2 de l'eau comprimée le long de l'Hugoniot principale. Le problème est donc de savoir comment l'indice optique réel varie avec la densité et la température. Pour cela, nous regardons d'abord des modèles théoriques, puis nous exposons les mesures expérimentales existantes.

5.2.1 Cadre théorique

L'indice de réfraction est obtenu comme la racine carrée de la fonction diélectrique $\epsilon(\omega, \rho, T)$. Dans cette partie, on s'intéresse à quelques propriétés générales de cette quantité, ainsi qu'à différents modèles permettant d'en obtenir la dépendance en densité.

5.2.1.1 Relations de Kramers-Kronig

Objectif: On rappelle ici les relations liant la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice complexe.

Si on se place à des conditions thermodynamiques données, alors on peut traiter le problème dans le cadre d'une théorie de la réponse linéaire. La seule hypothèse est que le champ électrique associé au faisceau lumineux est faible, ce qui est notre cas puisqu'on utilise un laser sonde dont la puissance est de quelques mW.

On peut dans ce cas écrire que la polarisation du milieu est linéairement liée au champ électrique : $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$ pour un problème stationnaire. On a supposé ici que le milieu est isentrope, de sorte que le tenseur χ se réduit à une composante scalaire.

Lorsque les grandeurs dépendent du temps, la réponse linéaire la plus générale s'écrit sous la forme

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \chi(t - t') \mathbf{E}(t').$$

La causalité nous permet de dire que la réponse ne peut dépendre que des instants antérieurs à t :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t - t') \mathbf{E}(t') \\ &= \varepsilon_0 \int_0^{\infty} d\tau \chi(\tau) \mathbf{E}(t - \tau). \end{aligned}$$

La transformée de Fourier de cette relation s'écrit

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\omega).$$

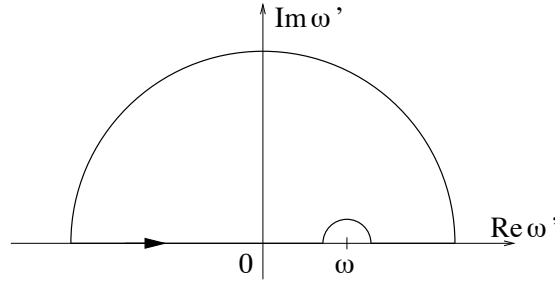


Fig. 5.5: Contour d'intégration pour les relations de Kramers-Kronig

On fait l'hypothèse très raisonnable que le système ne peut pas avoir de réponse finie à une fréquence infinie, c'est-à-dire que $\chi(\omega) \rightarrow 0$ quand $\omega \rightarrow \pm\infty$. De même, on suppose que le système a une réponse finie pour une fréquence finie, et qu'il n'y a donc pas de divergences de la fonction $\chi(\omega)$.

On utilise alors une propriété mathématique générale, qu'on obtient en intégrant dans le demi-plan complexe supérieur (cf. fig. 5.5) la fonction analytique $\chi(\omega')/(\omega' - \omega)$, qui a un seul pôle en ω . En utilisant le théorème de Cauchy, on trouve l'identité suivante :

$$\chi(\omega) = \frac{1}{i\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' \frac{\chi(\omega')}{\omega' - \omega}.$$

Les relations de Kramers-Kronig [59, 60, 61] s'écrivent alors pour la fonction diélectrique $\epsilon(\omega) = 1 + \chi(\omega)$:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\omega' \epsilon_i(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}, \quad (5.28)$$

$$\epsilon_i(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\epsilon_r(\omega') - 1}{\omega'^2 - \omega^2}. \quad (5.29)$$

Ces équations ont un intérêt physique lorsqu'on mesure une partie du spectre. Mais même dans ce cas, il y a des difficultés techniques. D'une part on mesure rarement le spectre dans son ensemble, mais seulement une partie. Il faut alors faire des hypothèses pour le spectre en dehors de l'intervalle mesuré. D'autre part, l'intégration numérique est délicate, puisqu'on doit évaluer la partie principale d'une intégrale divergente.

Si on travaille à une longueur d'onde fixe comme c'est notre cas (532 et 1064 nm), on ne peut pas utiliser directement ces relations. Elles montrent cependant que les parties réelles et imaginaires de l'indice optique ne sont pas indépendantes. On s'attend à ce qu'un changement de l'une soit reflété pour l'autre.

Résumé: Les relations de Kramers-Kronig ont peu d'intérêt pour nos expériences, mais elles doivent être vérifiées par les modèles.

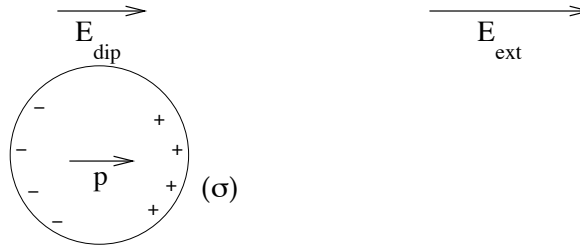


Fig. 5.6: Modélisation des molécules dans le modèle de Lorentz-Lorenz

5.2.2 Modèles pour l'indice optique en fonction de la densité

5.2.2.1 Modèle de Lorentz-Lorenz

Alors que les relations de Kramers-Kronig sont une relation mathématique, le modèle de Lorentz-Lorenz est un modèle physique simple permettant d'explicitier la partie réelle de l'indice optique.

On décrit la polarisabilité du milieu en assimilant les molécules à des dipôles (cf. fig. 5.6).

Sous l'action du champ extérieur \mathbf{E}_{ext} , la molécule se polarise : $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$, où \mathbf{E} est le champ total au niveau de la molécule. Celui-ci est égal au champ extérieur plus le champ dipolaire local.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{ext}} + \mathbf{E}_{\text{dip}}$$

Grâce au théorème de Gauss, on calcule le champ dipolaire local

$$\mathbf{E}_{\text{dip}} = \frac{\chi}{3} \mathbf{E}_{\text{ext}},$$

de sorte que le champ total vaut

$$\mathbf{E} = \left(1 + \frac{\chi}{3}\right) \mathbf{E}_{\text{ext}}.$$

On identifie les grandeurs macroscopiques et microscopiques : d'une part la polarisation macroscopique du milieu est

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E}_{\text{ext}},$$

et d'autre part c'est N fois la polarisation microscopique, N étant la densité numérique de particules :

$$\begin{aligned} P &= N \mathbf{p} \\ &= N \alpha \mathbf{E} = N \alpha \left(1 + \frac{\chi}{3}\right) \mathbf{E}_{\text{ext}}, \end{aligned}$$

d'où

$$\chi \varepsilon_0 = N \alpha \left(1 + \frac{\chi}{3}\right).$$

On obtient alors la relation de Clausius-Mossotti pour la susceptibilité [73, 74, 31] :

$$\frac{\chi}{\chi + 3} = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0}, \quad (5.30)$$

et en utilisant la relation $\varepsilon = 1 + \chi$, on obtient la relation de Lorentz-Lorenz [65, 66] pour l'indice optique :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho\mathcal{N}\alpha}{3\varepsilon_0 M}, \quad (5.31)$$

où M est la masse molaire, \mathcal{N} le nombre d'Avogadro, et α la polarisabilité.

Un modèle simple de molécule sphérique portant des charges surfaciques montre que α/ε_0 est typiquement de l'ordre du volume d'une molécule. On retrouve ici ce résultat, puisque les quantités de part et d'autre de l'équation 5.31 sont de l'ordre de l'unité.

Cette relation donne la variation de l'indice optique en fonction de la densité.

Pour de nombreux matériaux, les résultats sont très bons avec des erreurs de l'ordre du pourcent.

Toutefois, on s'attend à ce que cette théorie ne soit plus valable à des densités élevées, puisqu'on n'a pas tenu compte du champ généré par les molécules voisines. En effet, la relation 5.31 prédit un indice infini quand la masse volumique s'approche de $3\varepsilon_0 M/\mathcal{N}\alpha$, c'est-à-dire quand la compression est typiquement voisine de 3.

5.2.2.2 Oscillateurs de Lorentz

C'est un modèle classique dans lequel les électrons sont liés aux atomes comme par des ressorts dissipatifs. Leur équation de mouvement s'écrit

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\Gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + m\omega_0^2 \mathbf{r} = -e\mathbf{E},$$

où la force de Lorentz en $-e \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ est négligeable tant que les électrons n'ont pas une vitesse relativiste. On a fait ici l'hypothèse que le champ local est égal au champ extérieur.

En explicitant le déplacement des électrons par rapport à leur position de repos, on trouve la polarisabilité

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (5.32)$$

Si on prend plusieurs oscillateurs, on trouve

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &= \frac{e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j\omega} \\ \sum_j f_j &= 1, \end{aligned} \quad (5.33)$$

où f_j est la fraction des électrons qui sont liés à la fréquence ω_j .

En première approximation, on peut négliger l'effet de la densité sur les paramètres f_j et ω_j de cette équation. On obtient alors que $\varepsilon - 1$ est proportionnel à la densité électronique :

$$\frac{n^2 - 1}{\rho} = \frac{n_0^2 - 1}{\rho_0}. \quad (5.34)$$

Dans la réalité, on s'attend à ce que les effets de densités se traduisent d'une part par un resserrement des niveaux électroniques (donc à un déplacement des fréquences ω_j) et d'autre part à une modification des occupations des niveaux (donc à des variations des N_j).

Si on essaie de mieux évaluer le champ local (comme dans la section 5.2.2.1), on obtient une équation combinant 5.31 et 5.34 :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho \mathcal{N}}{3\varepsilon_0 M} \frac{e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j \omega} \quad (5.35)$$

5.2.2.3 Modèle de Drude

Le modèle de Drude peut être déduit du modèle des oscillateurs de Lorentz : il suffit de considérer que les électrons sont libres ($\omega_0 = 0$). La susceptibilité $\chi = \varepsilon - 1$ est alors proportionnelle à la densité d'électrons libres, donc si le nombre d'électrons par atome ou molécule ne varie pas, on retrouve l'équation 5.34.

5.2.2.4 Relations empiriques

Relation de Gladstone-Dale : C'est une loi expérimentale linéaire [39]

$$\frac{n - 1}{\rho} = \frac{n_0 - 1}{\rho_0} \quad (5.36)$$

Relation linéaire de Kormer : Kormer trouve expérimentalement une relation linéaire pour certains diélectriques, notamment le LiF et le saphir [58] :

$$n - n_0 = \frac{dn}{d\rho}(\rho - \rho_0). \quad (5.37)$$

On notera que la relation de Gladstone-Dale est un cas particulier de cette dernière relation, avec $dn/d\rho = (n_0 - 1)/\rho_0$. Pour l'eau, le coefficient de Gladstone-Dale vaut $0,336 \text{ g}^{-1}.\text{cm}^3$ avec $n_0 = 1,335$ à 532 nm .

Résumé : On a vu dans cette partie que les parties réelles et imaginaires de l'indice optique sont liées, c'est-à-dire que l'indice de réfraction et l'absorption ne sont pas indépendants. D'autre part, on a passé en revue différents modèles et lois empiriques donnant l'indice optique en fonction de la densité. On notera que les relations correspondantes sont en général valables pour des densités modérées, alors que dans nos expériences le facteur de compression peut atteindre 3 ou 4.

5.2.3 Données expérimentales

Objectif: On présente ici les valeurs connues de l'indice optique réel de l'eau. Dans un premier temps on s'intéresse aux valeurs à température et pression ambiantes, puis on examine les quelques données à pression et températures plus élevées. On cherche alors à voir si un des modèles exposés précédemment est meilleur que les autres, et si on peut extrapoler les mesures à notre domaine de pression.

Les données expérimentales sur l'indice optique complexe de l'eau sont exhaustives aux conditions standard, et relativement nombreuses aux densités plus élevées.

On décrit d'abord les données existant à température et pression ambiantes, qui sont complètes, c'est-à-dire qui couvrent bien le spectre visible, mais aussi infra-rouge et ultra-violet.

Puis on s'intéresse aux mesures qui ont été réalisées lors d'expériences de compression antérieures, statiques et dynamiques.

5.2.3.1 Données expérimentales à pression et température ambiantes

Sur les figures 5.7 et 5.8, on a reporté l'indice de réfraction complexe de l'eau $n = n_r + in_i$ en fonction de la longueur d'onde dans le domaine du visible [87]. On voit sur la figure 5.7 plusieurs pics d'absorption de l'eau :

1. l'un dans l'ultra-violet, centré sur $\lambda_{UV} = 153$ nm, d'énergie 8,1 eV. Cette énergie correspond à la différence entre le dernier niveau de valence (-9,3 eV) et la bande de conduction (-1,2 eV). C'est donc l'énergie de fermeture de la bande interdite.
2. l'autre dans l'infrarouge, centré sur $\lambda_{IR} = 2950$ nm, d'énergie 0,42 eV. Cette énergie correspond à l'étirement de la liaison O-H [97, 41].

On ne considère pas, dans un premier temps, les autres pics d'absorption ($\lambda_{UV} = 87$ nm, d'énergie 14,25 eV et $\lambda_{IR} = 6095$ nm, d'énergie 0,20 eV sont les deux pics d'absorption immédiatement voisins, cf. figure 5.10). On a également négligé les pics d'intensité trop faibles (ceux tels que la partie imaginaire de l'indice optique est $< 10^{-3}$), qui ne perturbent pas notablement la partie réelle de l'indice.

Sur la figure 5.9, on a reporté le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde, d'après les mesures de Pope [80]. Le coefficient d'absorption s'obtient à partir de l'équation 5.15 :

$$\begin{aligned} a &= 2/\delta \\ &= \frac{4\pi n_i}{\lambda} \end{aligned} \tag{5.38}$$

et on a confronté sur la figure 5.11 les valeurs d'absorption mesurées par Pope avec celles obtenues à partir des mesures de Segelstein par l'équation 5.38. L'accord est bon pour les longueurs d'ondes supérieures à 500 nm, et moins bon en dessous. Les figures 5.12 et 5.13 présentent l'ensemble des résultats de la littérature pour le coefficient d'absorption.

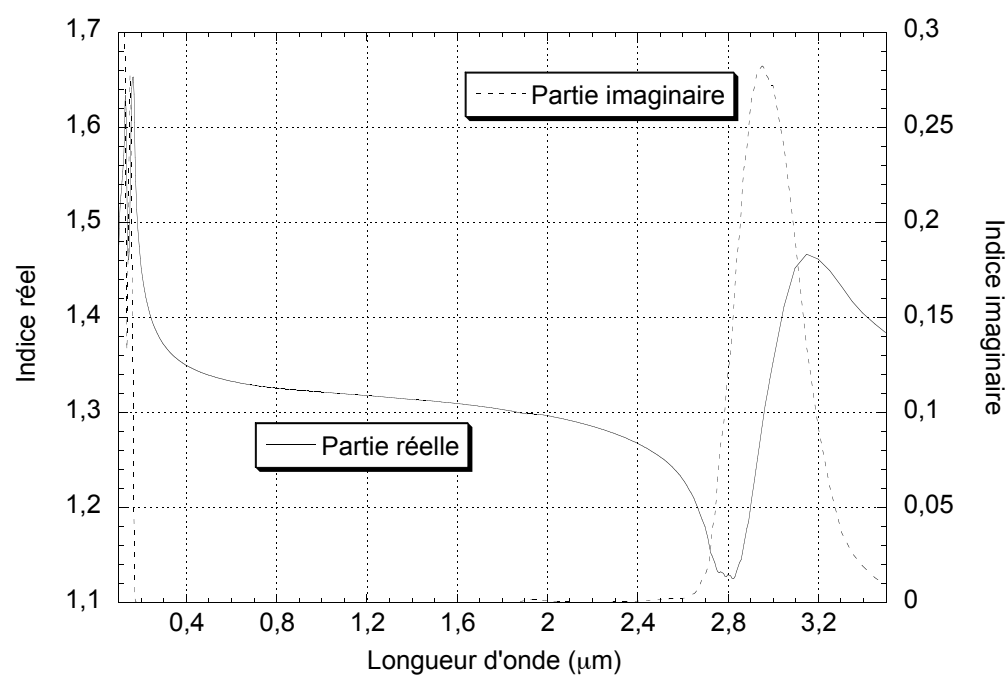


Fig. 5.7: Parties réelle et imaginaire de l'indice optique de l'eau en fonction de la longueur d'onde, d'après Segelstein [87]. Il y a deux pics d'absorption, l'un dans l'ultra-violet et l'autre dans l'infrarouge.

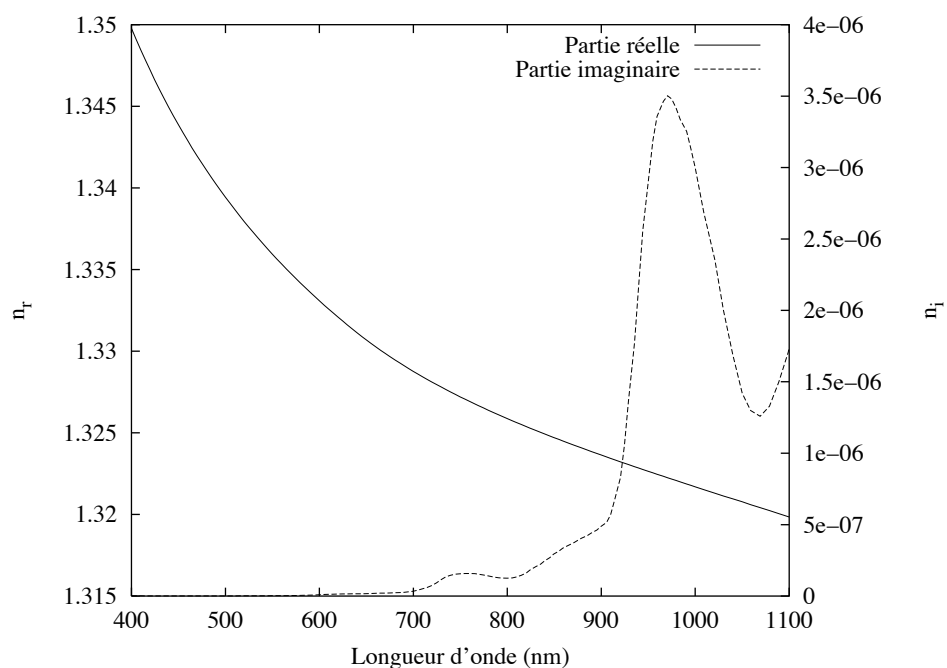


Fig. 5.8: Parties réelle et imaginaire de l'indice optique de l'eau en fonction de la longueur d'onde, d'après Segelstein [87].

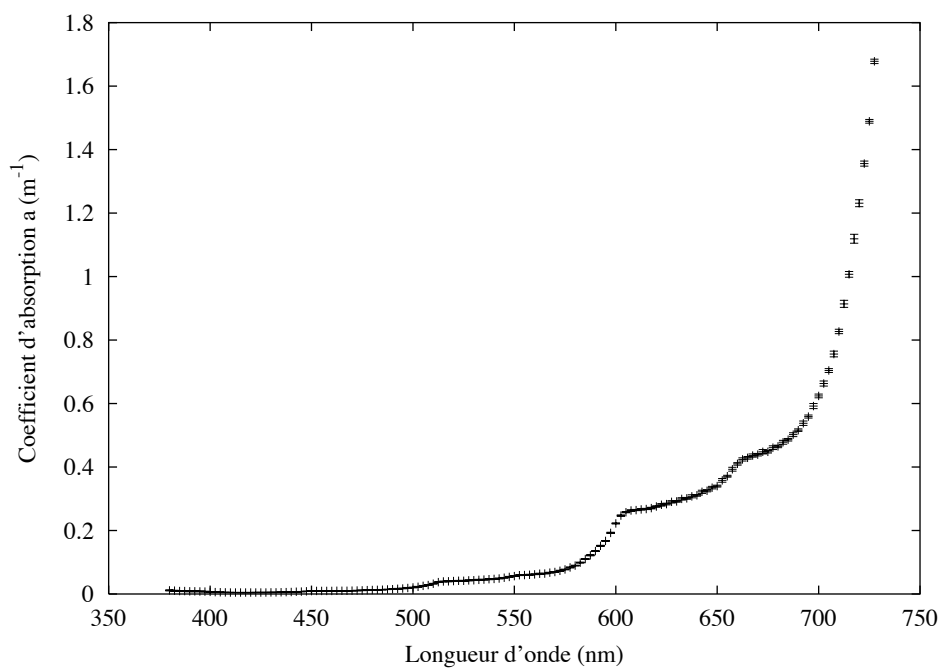


Fig. 5.9: Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde dans le visible, d'après Pope [80].

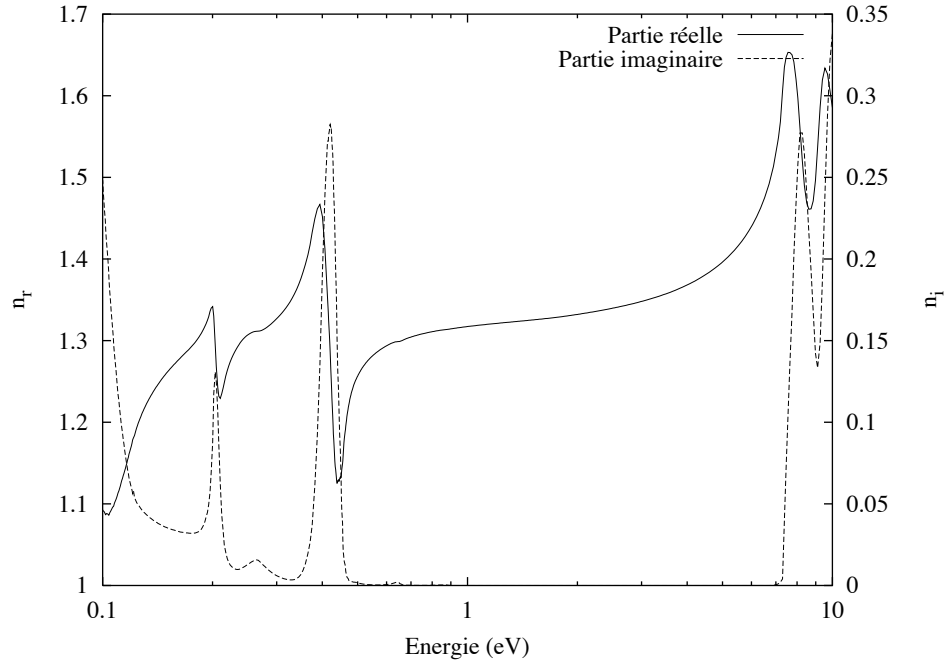


Fig. 5.10: Indice optique complexe de l'eau en fonction de l'énergie du photon incident. On notera les pics d'absorption à 0,20 - 0,42 - 8,1 et 14,25 eV. Le domaine du visible correspond à 1-3 eV

Les mesures dans l'ultra-violet (aux alentours de 400 nm) sont délicates, car le coefficient d'absorption y est de l'ordre du m^{-1} ; les données expérimentales présentent un désaccord. Cependant, les mesures les plus récentes (Pope [80], Sogandares [90]) sont réputées plus fiables.

Résumé: L'indice optique complexe de l'eau est bien connu aux conditions standard, malgré une difficulté de mesure de l'absorption dans l'ultra-violet.

5.2.3.2 Données obtenues pour l'eau et la vapeur à faible densité et température modérée

Plusieurs auteurs (Schiebener [86], Harvey [46]) proposent une formule analytique décrivant la dépendance de l'indice de réfraction de l'eau et de la vapeur en fonction de la longueur d'onde, densité et température. L'IAPWS [52] a publié la formule de Harvey, qui est la plus récente.

Cette formule est un *fit* numérique des données expérimentales, qui s'appuie sur la relation théorique 5.35. En négligeant les termes dissipatifs Γ , et en développant au premier ordre en T et au deuxième ordre en ρ , on obtient :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = a_0 + a_1 \rho + a_2 T + a_3 \lambda^2 T + \frac{a_4}{\lambda^2} + \frac{a_5}{\lambda^2 - \lambda_{UV}^2} + \frac{a_6}{\lambda^2 - \lambda_{IR}^2} + a_7 \rho^2. \quad (5.39)$$

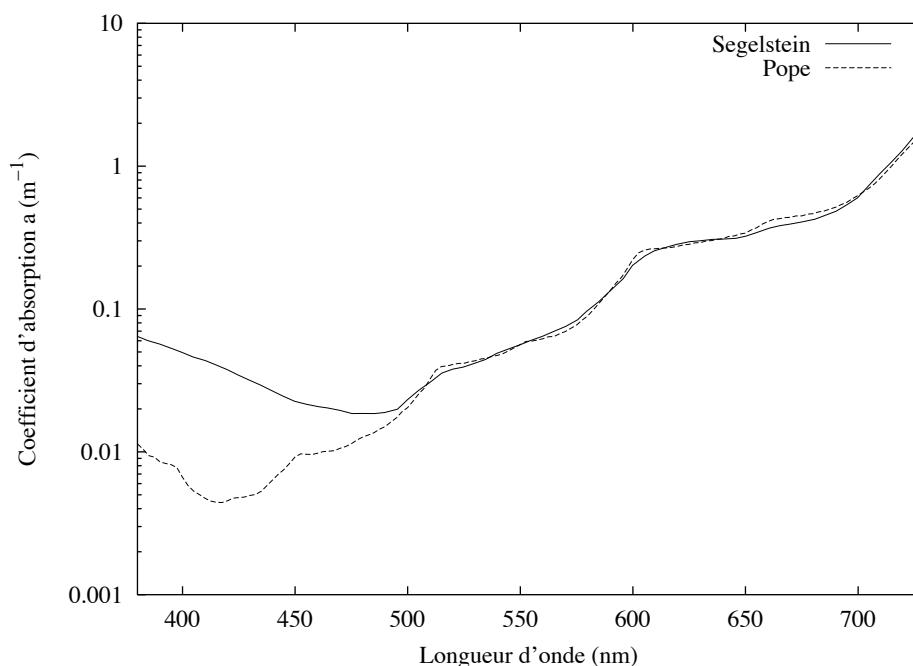


Fig. 5.11: Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde dans le visible : confrontation des mesures de Segelstein [87] et de Pope [80].

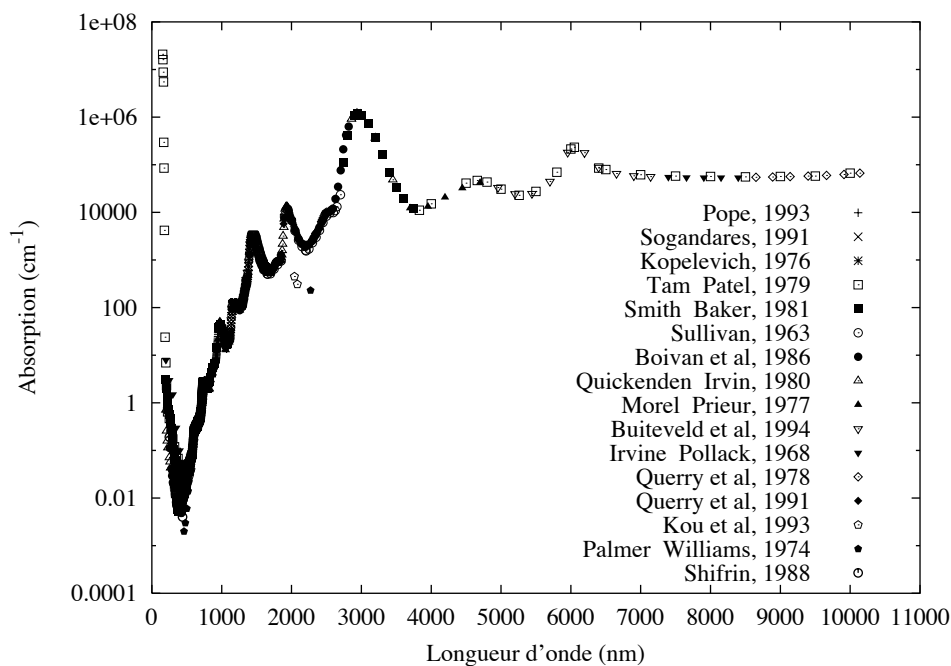


Fig. 5.12: Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde : recueil des données expérimentales existantes.

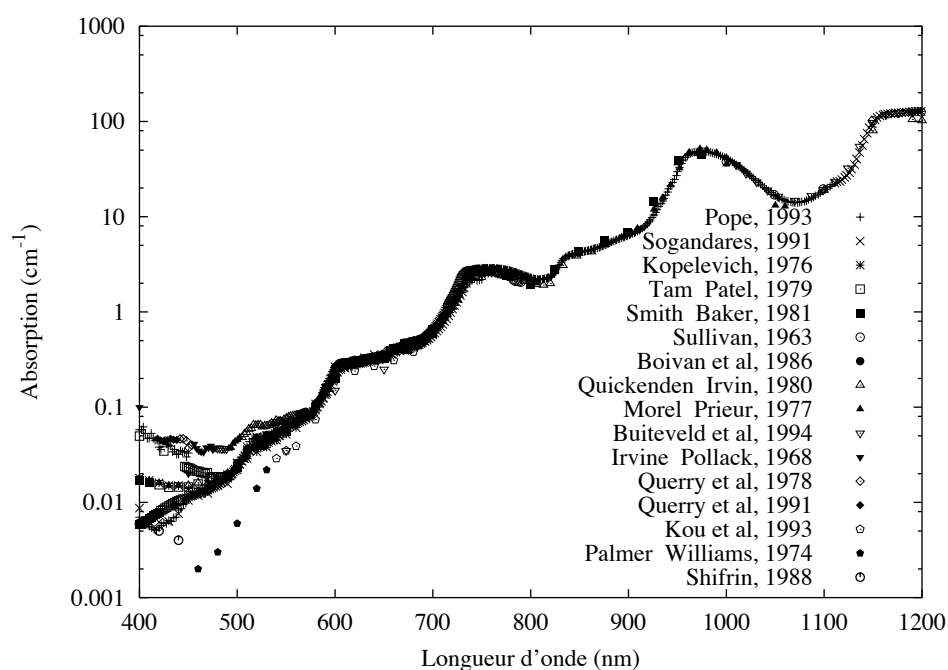


Fig. 5.13: Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde dans le visible : recueil des données expérimentales existantes. La mesure de coefficients faibles est délicate, et les données sont en désaccord dans l'ultra-violet.

avec λ_{UV} et λ_{IR} les longueurs d'onde des deux pics d'absorption considérés :

$$\lambda_{UV} = 135 \text{ nm}$$

$$\lambda_{IR} = 3200 \text{ nm.}$$

La longueur d'onde λ_{UV} correspond de nouveau à la fermeture de la bande interdite, soit à une énergie de 8,1 eV.

Cette relation est valable pour une température $-12^\circ\text{C} \leq T \leq 500^\circ\text{C}$, une longueur d'onde $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$ et une densité $\rho \leq 1,06 \text{ g.cm}^{-3}$.

Résumé: Pour des densités et des températures modérées, l'indice optique complexe de l'eau est bien décrit par des modèles d'oscillateurs de Lorentz. Pour une bonne description dans le domaine du visible, il suffit de considérer les deux principaux pics d'absorption.

5.2.3.3 Données obtenues par compression statique à température ambiante

Objectif: On cherche maintenant à savoir comment se comporte l'indice optique de l'eau pour des densités et des températures plus élevées. Pour cela, on regarde les mesures expérimentales de l'indice optique en fonction de la densité, d'abord pour des compressions statiques puis pour des compressions dynamiques. En comparant ces deux types de compression, on peut évaluer directement l'effet de la température.

En comprimant l'eau dans une cellule à diamant, plusieurs auteurs ont mesuré l'indice optique en fonction de la pression à température ambiante [86, 88, 67, 34]. La figure 5.14 présente les résultats des mesures. Les mesures les plus récentes [34] montrent que l'indice de l'eau suit la loi de Gladstone-Dale. La densité maximale atteinte est de $2,4 \text{ g.cm}^{-3}$.

Résumé: Les mesures réalisées à température ambiante par compression statique montrent que l'indice optique de l'eau suit la loi de Gladstone-Dale jusqu'à une densité de $2,4 \text{ g.cm}^{-3}$.

5.2.3.4 Données expérimentales obtenues par compression dynamique sur l'Hugoniot principale

La figure 5.15 présente les résultats des mesures le long de l'Hugoniot principale [100, 58, 1]. L'indice optique varie avec la densité selon une relation de Kormer, avec un coefficient $dn/d\rho = 0,267 \text{ cm}^3.\text{g}^{-1}$. Ce coefficient doit être comparé à celui de la relation de Gladstone-Dale : $dn/d\rho = 0,336 \text{ cm}^3.\text{g}^{-1}$.

Du fait de la température plus élevée, à densité égale, lors d'une compression dynamique, l'indice optique est plus faible.

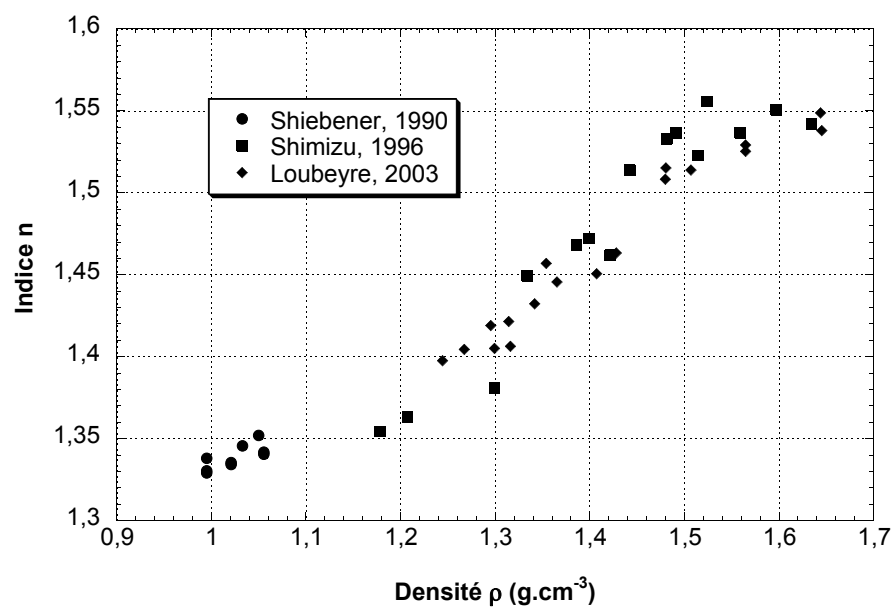


Fig. 5.14: Indice de réfraction de l'eau en fonction de la densité à température ambiante, mesuré par les cellules à diamant.

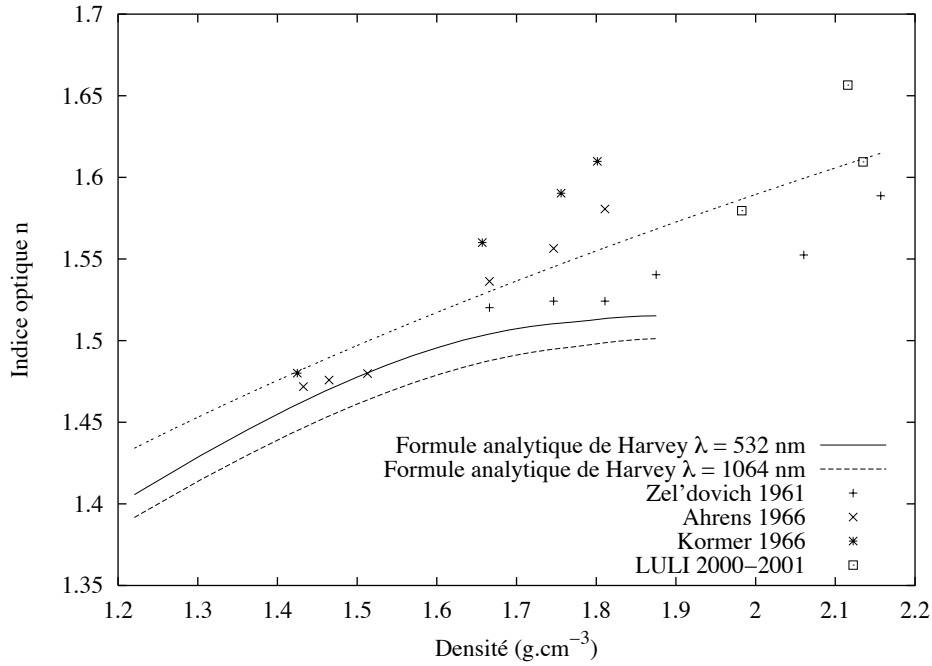


Fig. 5.15: Indice de réfraction de l'eau en fonction de la densité le long de l'Hugoniot principale, et comparaison avec l'extrapolation de la formule de Harvey [46].

Résumé: L'indice optique de l'eau est connu à température ambiante jusqu'à une densité de $2,4 \text{ g.cm}^{-3}$, et il suit dans ce domaine la loi de Gladstone-Dale. En revanche le long d'une compression dynamique, l'indice optique est plus faible à densité égale. Il reste encore mal connu pour des densités supérieures à $2,2 \text{ g.cm}^{-3}$.

5.2.3.5 Méthode de mesure de l'indice optique avec les expériences laser

Objectif: Nos expériences laser ont permis de mesurer l'indice optique grâce au diagnostic VISAR. Nous présentons les quelques données supplémentaires obtenues.

5.2.3.5.1 L'eau reste transparente : $\rho \leq 2,2 \text{ g.cm}^{-3}$ Pour certains tirs à basse énergie, l'eau reste transparente. Pour analyser le déplacement des franges du VISAR, on doit donc utiliser l'équation 3.44 de la section 3.5.5.3, qui comporte trois inconnues : les vitesses D et u et l'indice n_2 de l'eau comprimée :

$$\frac{\lambda_0}{2\tau(1+\delta)}F = n_2D - n_1(D-u).$$

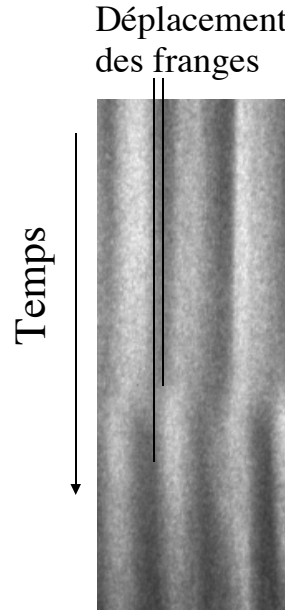


Fig. 5.16: Mesure de l'indice optique réel quand l'eau est transparente.

Si on fait l'hypothèse que les tables SESAME sont exactes, alors on peut appliquer la méthode de désadaptation d'impédance pour obtenir l'état thermodynamique de l'eau comprimée à partir de la seule mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium. Ceci permet de connaître D et u , et ainsi de mesurer l'indice n_2 de l'eau comprimée en fonction du déplacement des franges.

5.2.3.5.2 L'eau est absorbante, mais pas réfléchissante : $2,2 \leq \rho \leq 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ Sur certains tirs où l'eau est absorbante, le signal des VISARS donne deux informations :

1. le déplacement des franges, à partir duquel on obtient comme précédemment la partie réelle de l'indice optique.
2. le temps d'extinction τ des franges. Toujours en supposant que l'état thermodynamique de l'eau est donné par les tables SESAME à partir de la vitesse de choc dans l'aluminium, on peut en déduire le coefficient d'absorption. L'épaisseur d'eau comprimée croît comme $(D - u)t$, donc l'intensité du signal doit décroître comme

$$e^{-t/\tau} = e^{-a \cdot 2(D-u)t}.$$

Avec un *fit* expérimental, on peut mesurer le temps d'extinction τ des franges, et en déduire le coefficient d'absorption a par :

$$a = \frac{1}{2(D - u)\tau}. \quad (5.40)$$

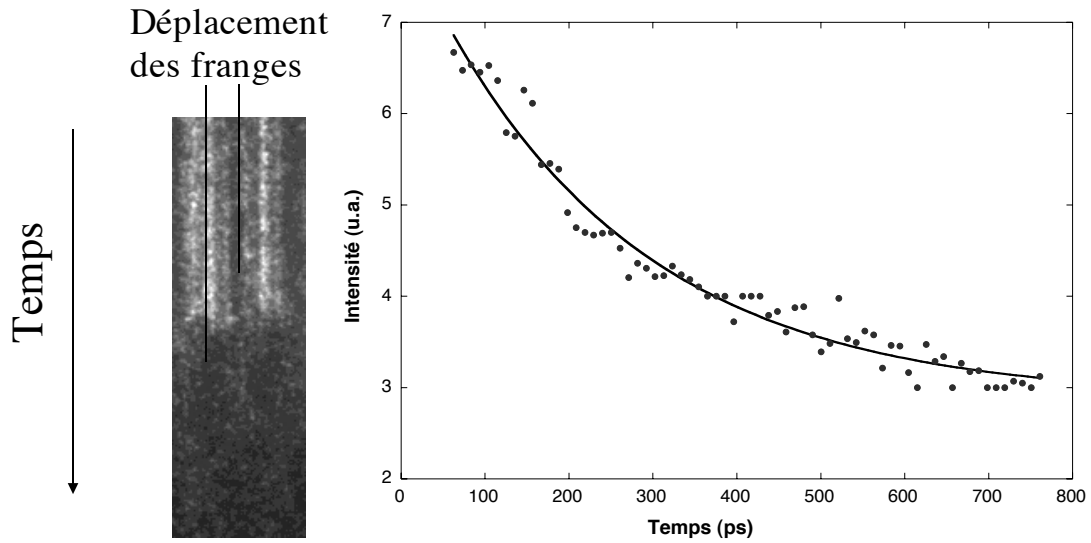


Fig. 5.17: Mesure de l'indice optique réel et imaginaire quand l'eau est absorbante.

Tir	ρ (g.cm ⁻³)	$\Delta\rho$	n (532 nm)	Δn	n (1064 nm)	Δn
LULI 2000 - 63	2,64	0,13	3,85	0,2		
LULI 2000 - 67	2,507	0,125	3,9	0,2		
LULI 2002 - 227	2,0	0,1	1,623	0,08	1,585	0,08
LULI 2002 - 231	2,1	0,1	1,695	0,085	1,624	0,081
LULI 2002 - 238	2,135	0,115	1,650	0,0825	1,650	0,0825
LULI 2002 - 235	2,15	0,215	1,982	0,195	1,968	0,20
LULI 2002 - 237	2,36	0,24	3,9	0,4	3,75	0,4
LULI 2002 - 226	2,68	0,27	3,8	0,4	3,73	0,4

Tab. 5.1: Mesure de l'indice optique de l'eau comprimée à partir des VISARS : pour chaque tir, on a reporté la densité de l'eau déduite par désadaptation d'impédance. À partir du déplacement des franges observé sur les VISARS, on obtient avec l'équation 3.44 l'indice optique de l'eau comprimée.

On a reporté dans le tableau 5.1 les mesures expérimentales : la densité de l'eau est obtenue par la méthode de désadaptation d'impédance, à partir de la seule mesure de la vitesse du choc dans l'aluminium, en supposant que les tables SESAME sont exactes.

L'indice optique est mesuré par le déplacement des franges ; dans les expériences de 2002, les deux VISARS utilisent des longueurs d'onde différentes (532 et 1064 nm), alors que dans celles de 2000 on n'utilise que $\lambda = 532$ nm.

5.2.3.6 Synthèse des différents résultats

La figure 5.18 présente l'indice de réfraction en fonction de la densité jusque 2,2 g.cm⁻³, pour les compressions statiques et dynamiques. Dans ce régime, l'eau reste transparente. Il y a peu d'écart entre les mesures, bien que la température le long de

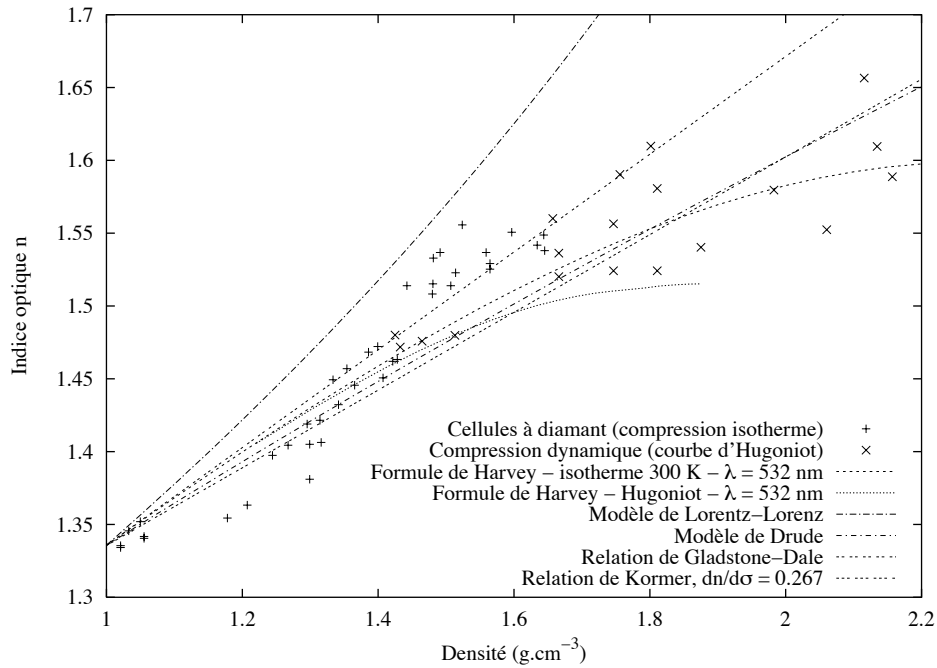


Fig. 5.18: Indice de réfraction de l'eau transparente en fonction de la densité, et comparaison avec l'extrapolation de la formule de Harvey [46], les modèles de Lorentz-Lorenz, Drude, et les relations de Gladstone-Dale et Kormer. Pour la relation de Kormer, on a pris une valeur $dn/d\sigma = 0,267$ qui correspond au meilleur accord expérimental. Il y a peu d'écart entre les mesures par compression dynamique et statique, bien que la température soit très différente pour ces deux transformations. Le modèle de Drude donne un bon accord avec les mesures expérimentales.

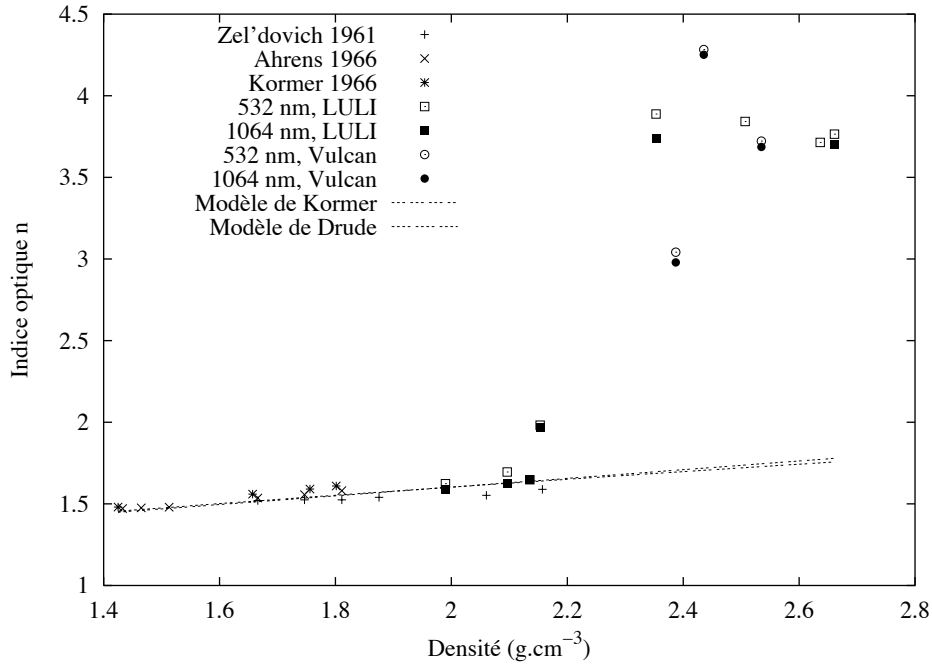


Fig. 5.19: Indice de réfraction de l'eau en fonction de la densité : l'indice optique s'écarte des modèles de Drude et Kormer lorsque la densité $\rho \geq 2,2 \text{ g.cm}^{-3}$, c'est-à-dire quand l'eau devient absorbante.

l'Hugoniot principale soit bien plus élevée que pour une compression isotherme ($T = 1.500 \text{ K}$ pour une densité $\rho = 2 \text{ g.cm}^{-3}$).

La figure 5.19 présente l'indice de réfraction en fonction de la densité jusqu'à $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$. L'eau est réfléchissante le long de l'Hugoniot pour des densités supérieures. Pour des densités comprises entre $2,2$ et $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$, l'eau est absorbante, et l'indice optique s'écarte des modèles de Drude ou Kormer : il varie brusquement pour atteindre une valeur de $3,8$ sensiblement indépendante de la densité.

Cette variation rapide de l'indice optique lorsque l'eau devient absorbante peut s'interpréter à l'aide des relations de Kramers-Kronig 5.28 et 5.29 : la partie imaginaire de l'indice augmente fortement lorsque l'eau devient absorbante à 532 et 1064 nm . On s'attend alors à ce que la partie réelle de l'indice varie également.

Sur la figure 5.20, on compare les mesures de l'indice optique le long de l'Hugoniot principale et de l'Hugoniot précomprimée : les deux points obtenus à partir des cibles précomprimées ont une température plus faible (environ $0,25 \text{ eV}$ contre $0,4$ à $0,5 \text{ eV}$ pour une même densité le long de l'Hugoniot principale). L'eau reste transparente pour ces deux points et l'indice optique mesuré est plus faible que le long de l'Hugoniot principale.

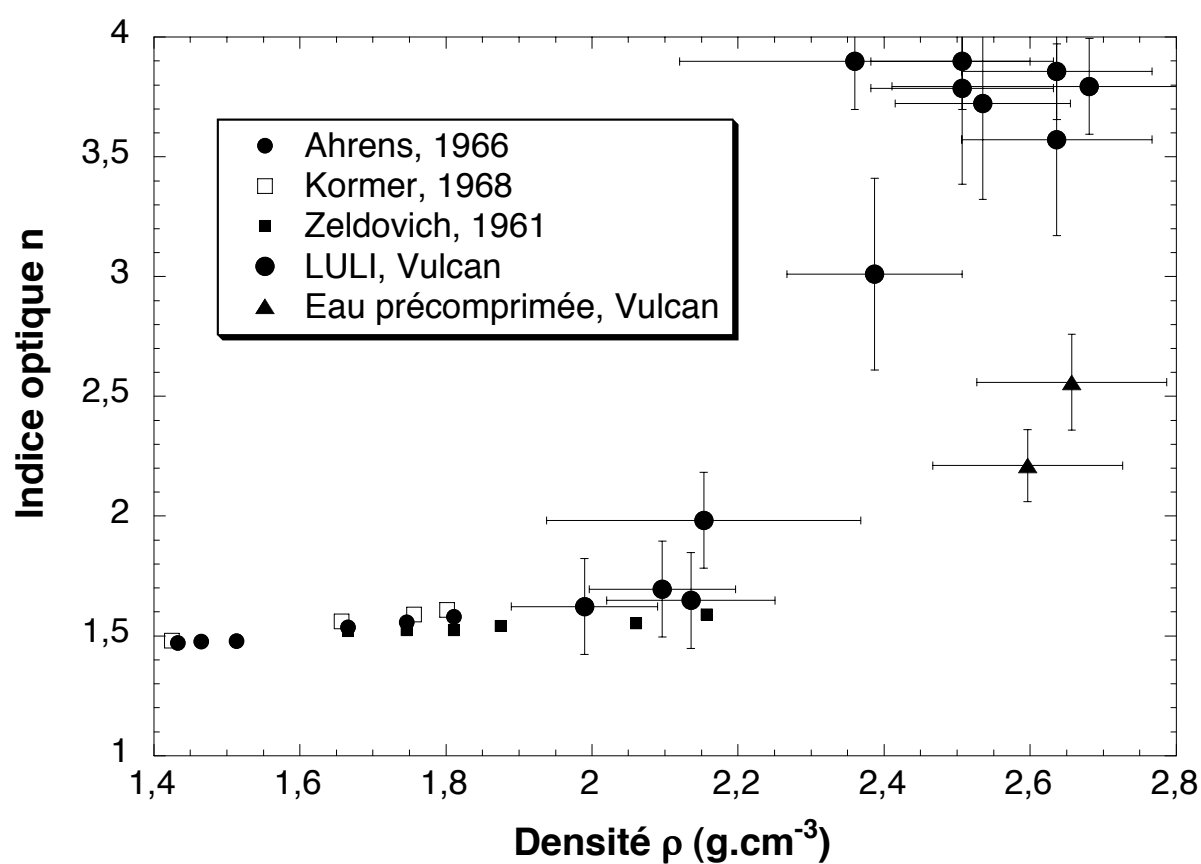


Fig. 5.20: Indice de réfraction de l'eau en fonction de la densité le long de l'Hugoniot principale et de l'Hugoniot précomprimée.

5.3 Mesure de la conductivité électrique

5.3.1 Mesures expérimentales

5.3.1.1 Quand l'eau est absorbante

Comme décrit dans la section 5.2.3.5.2, on peut mesurer sur certains tirs le coefficient d'absorption de l'eau comprimé, qui est lié à la partie imaginaire de l'indice optique par l'équation 5.38. Il faut donc inverser la relation

$$a(\sigma, \omega, n) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 c n} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{n^2 \omega \varepsilon_0} \right)^2} \right]^{-1/2} \quad (5.41)$$

à ω et n fixés pour obtenir la conductivité à partir de l'absorption :

$$\sigma(a, \omega, n) = \varepsilon_0 c a \sqrt{n^2 + \frac{c^2 a^2}{\omega^2}}. \quad (5.42)$$

L'équation 5.41 se simplifie lorsque la conductivité est faible ($\sigma \ll \omega \varepsilon_0$) :

$$a(\sigma, n) \simeq \frac{\sigma}{\varepsilon_0 c n},$$

de sorte que l'absorption ne dépend pas de la longueur d'onde, mais de l'indice réel. Quand au contraire la conductivité est élevée,

$$a(\sigma, \omega) \simeq \sqrt{\frac{\sigma \omega}{\varepsilon_0 c^2}}.$$

On a reporté sur la figure 5.21 l'épaisseur de peau ($\delta = 2/a$) à 532 nm en fonction de la conductivité pour différentes valeurs de l'indice réel n . Dans notre régime d'expériences, l'épaisseur de peau est de l'ordre de quelques microns. La conductivité électrique correspondante est de l'ordre de $100 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Nous avons obtenu quelques tirs permettant de mesurer le coefficient d'absorption, dont les résultats sont reportés dans le tableau 5.2. Nous avons cependant trop peu de points pour pouvoir étudier la variation de l'absorption avec la densité. De plus, la mesure de l'absorption demeure délicate, car le rapport signal sur bruit est faible dans nos conditions expérimentales. Ceci conduit à des erreurs importantes sur la détermination de la longueur d'absorption.

En conclusion, nous pouvons retenir que l'ordre de grandeur de la longueur d'absorption est de 0,5 à 1 μm à 532 nm, et de 2 à 3 μm à 1064 nm. La conductivité électrique correspondante est respectivement d'environ 200 et environ 100 $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

5.3.1.2 Quand l'eau est réfléchissante

On inverse les équations 5.16 et 5.25, obtenant :

$$\sigma(\alpha, \omega, n) = 2 n^2 \omega \varepsilon_0 \alpha \sqrt{\alpha^2 - 1} \quad (5.43)$$

$$\alpha(R, n, n_0) = \frac{n_0(1 + R) + \sqrt{2n^2(1 - R)^2 - n_0^2(1 - 6R + R^2)}}{2n(1 - R)}. \quad (5.44)$$

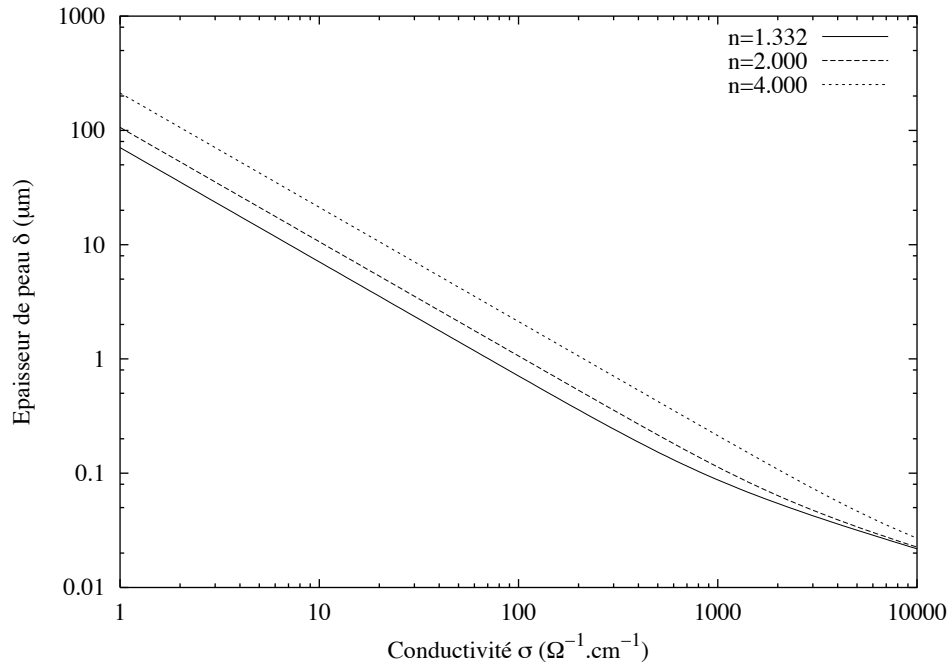


Fig. 5.21: Épaisseur de peau $\delta = 2/a$ en fonction de la conductivité σ à $\lambda = 532$ nm, pour différentes valeurs de l'indice optique réel n .

La figure 5.22 présente les courbes obtenues. On note que l'indétermination sur n apporte une erreur faible sur l'ordre de grandeur de la conductivité; en revanche, le fait de connaître n permet de savoir quelle partie de la courbe est exploitable.

		LULI 2002 237	Vulcan 2000	
	ρ (g.cm ⁻³)	2,36	1218-f-14 2,39	1206-f-04 2,50
532 nm	a^{-1} (μm)		0,50	0,81
	n_r		3,04	3,7
	σ ($\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$)		323	243
1064 nm	a^{-1} (μm)	2,61	1,72	1,85
	n_r	3,75	2,98	3,7
	σ ($\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$)	76,3	92	106

Tab. 5.2: Mesure de la conductivité quand l'eau est absorbante : on a reporté la densité obtenue par désadaptation d'impédance à partir des tables SESAME. Le

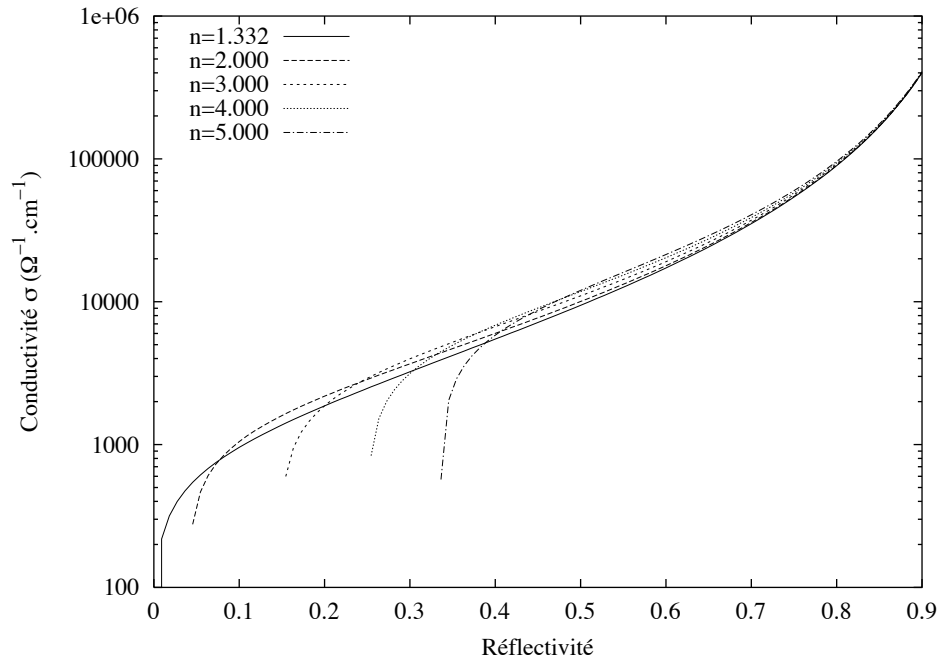


Fig. 5.22: Conductivité en fonction de la réflectivité à 532 nm, pour différentes valeurs de l'indice comprimé n .

5.4 Résultats pour la conductivité électrique

À partir des mesures de la conductivité décrites dans la section précédente, on a tracé le graphique de la figure 5.23. On y a tracé la conductivité à 532 nm estimée par la méthode décrite précédemment, en fonction de la pression.

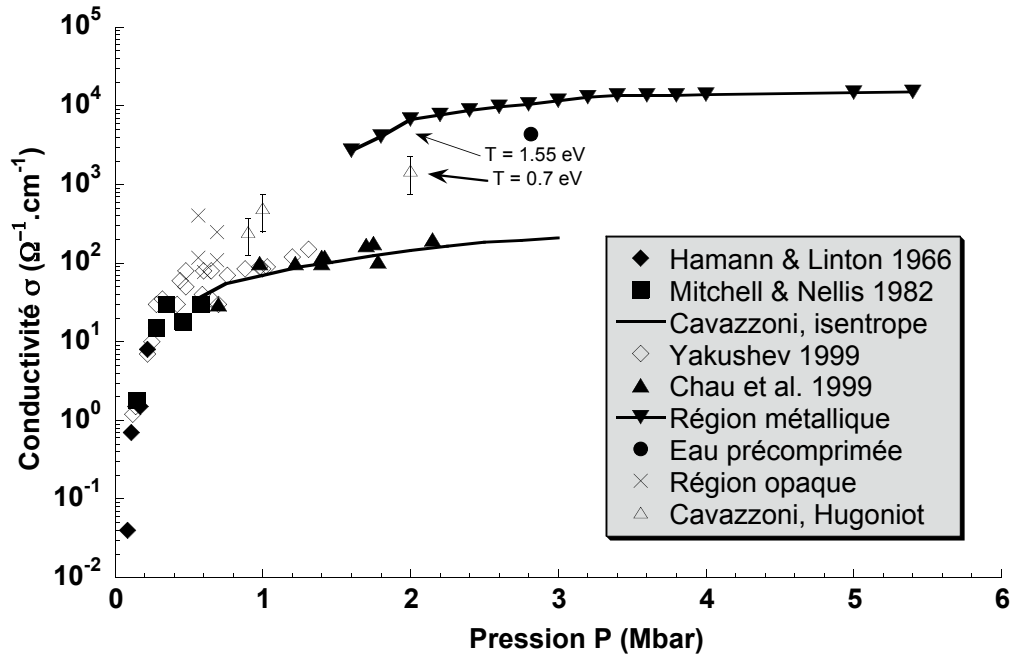


Fig. 5.23: Conductivité de l'eau en fonction de la pression.

Les autres mesures expérimentales reportées sur cette figure sont des mesures de la conductivité à fréquence nulle, alors que nos mesures correspondent à une fréquence de $5,6 \cdot 10^{14}$ Hz. D'autre part, ces mesures ont été réalisées en comprimant l'eau avec un canon à gaz [44, 45], en réalisant des chocs multiples pour atteindre les pressions supérieures à 1 mégabar [30, 71, 98, 99]. Ce faisant, la compression est proche d'une isentrope et la température est bien inférieure à celle atteinte dans nos expériences à pression égale.

La courbe déduite des simulations de Cavazzoni [26] est calculée le long d'une compression isentrope à partir de la mobilité des protons. Cette prédiction faite en 1999 a été vérifiée expérimentalement par les mesures de Yakushev [98], puis Chau [30].

L'ensemble de ces résultats concerne donc la conductivité ionique à fréquence nulle, où les porteurs de charge sont les protons. Dans l'expérience de Yakushev, la nature ionique de la conductivité est vérifiée par une électrolyse.

En revanche, nos résultats se situent le long de l'Hugoniot principale, où la température est beaucoup plus élevée. La courbe obtenue dans la région où l'eau est réfléchissante est située un à deux ordres de grandeur au-dessus de la courbe de conductivité ionique.

Des simulations supplémentaires ont été réalisées par Cavazzoni pour trois points situés sur l'Hugoniot (ce sont les triangles ouverts de la figure). Ici, les simulations calculent la conductivité électronique à partir de la valeur de la bande interdite. Les deux points aux pressions inférieures à 1 mégabar sont tout-à-fait compatibles avec nos mesures dans la région où l'eau est absorbante. Le point à 2 mégabar n'a pas pu être calculé le long de l'Hugoniot, mais seulement à une température de 0,7 eV, alors que la température est de 1,5 eV à 2 mégabar le long de l'Hugoniot. La conductivité électronique calculée est supérieure à la conductivité ionique à la même pression, et d'autre part son ordre de grandeur est compatible avec nos mesures.

Les mesures le long de l'Hugoniot précomprimée montrent des conductivités électroniques inférieures à celles le long de l'Hugoniot principale. Ceci confirme une fois de plus que c'est essentiellement la température qui est à l'origine de cette conductivité, puisque c'est l'augmentation de la température qui permet aux électrons de passer dans la bande de conduction.

5.5 Densité électronique

On peut obtenir la densité d'électrons libres à partir de la mesure de la conductivité, dans le cadre du modèle de Drude.

5.5.1 Le modèle de Drude - Sommerfeld

Le modèle de Drude, proposé en 1900, permet de décrire un métal de manière simple. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

1. Le porteur est une particule classique (me : électron, mh : trou).
2. Le mouvement se décompose en trajets rectilignes quelconques parcourus à vitesse quelconque mais constante dans tout le trajet.
3. chaque modification de direction correspond à une interaction dont les propriétés sont les suivantes :
 - collisions avec les atomes du réseau, atomes d'impuretés, défauts ;
 - collisions entre porteurs négligeables (approximation des électrons indépendants) ;
 - les ions ont une influence insignifiante au niveau local, mais globalement ils empêchent le porteur de quitter le cristal ;
 - les collisions sont statistiquement isotropes.
 - la probabilité d'avoir une collision pendant un intervalle de temps donné est constante ; on écrit donc que la probabilité dp qu'un électron aie une collision pendant un temps infinitésimal dt est donnée par $dp = dt/\tau$, où τ a la dimension d'un temps.

5.5.1.1 Analyse stochastique

En se basant sur les hypothèses ci-dessus, nous supposons qu'à un certain instant pris comme origine, un certain porteur de charge vient de subir une collision. Nous cherchons à calculer la probabilité $p(t)$ qu'il ne se soit produite aucune collision entre 0 et t (avec la condition initiale $p(0) = 1$). À l'instant $t + dt$, on écrit que

$$p(t + dt) = p(t) \left(1 - \frac{dt}{\tau} \right),$$

qui traduit qu'il n'y a eu de collision ni entre 0 et t , ni entre t et $t + dt$. On trouve alors l'équation décrivant l'évolution de $p(t)$:

$$\frac{dp(t)}{dt} + \frac{1}{\tau}p(t) = 0,$$

soit en intégrant

$$p(t) = e^{-t/\tau}. \tag{5.45}$$

La probabilité d'avoir une collision entre t et $t + dt$, et aucune entre 0 et t est donnée par

$$dP(t) = \frac{dt}{\tau} e^{-t/\tau},$$

de sorte que le temps moyen entre deux collisions se calcule par l'intégrale suivante

$$\begin{aligned} \langle t \rangle &= \int_0^\infty t dP(t) \\ &= \int_0^\infty t \frac{dt}{\tau} e^{-t/\tau} \\ &= \tau. \end{aligned}$$

Le temps τ introduit dans les hypothèses du modèle s'identifie donc au temps moyen entre deux collisions, appelé également temps de vol ou encore temps de relaxation.

5.5.1.2 Analyse dynamique

On soumet le milieu à une force extérieure $\mathbf{f}(t)$, et on regarde l'évolution de l'impulsion moyennée spatialement $\langle \mathbf{p}(t) \rangle$. Au temps $t + dt$, une fraction des électrons a subi des collisions. L'hypothèse que les collisions sont statistiquement isotropes signifie que la moyenne spatiale de l'impulsion de ces électrons est nulle après les collisions. Ces électrons comme ceux qui n'ont pas subi de collision voient leur impulsion modifiée du fait de la force extérieure $\mathbf{f}(t)$:

$$\langle \mathbf{p}(t + dt) \rangle = \frac{dt}{\tau} (\mathbf{0} + \mathbf{f}(t)dt) + \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) (\langle \mathbf{p}(t) \rangle + \mathbf{f}(t)dt),$$

où le premier terme est l'évolution pour les électrons ayant subi une collision, et le second terme pour ceux qui n'en ont pas subi. Nous avons choisi le temps dt suffisamment petit pour ne pas avoir à considérer des collisions multiples. On obtient alors l'équation du mouvement en ne conservant que le premier ordre en dt :

$$\frac{d \langle \mathbf{p}(t) \rangle}{dt} + \frac{1}{\tau} \langle \mathbf{p} \rangle(t) = \mathbf{f}(t), \quad (5.46)$$

dont la solution s'écrit de manière générale

$$\langle \mathbf{p}(t) \rangle = \int_0^t \mathbf{f}(u) e^{(u-t)/\tau} du. \quad (5.47)$$

Dans le cas particulier où la force extérieure est due à l'action d'un champ électromagnétique $\mathbf{f}(t) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, on peut négliger le champ magnétique tant que les électrons ne sont pas relativistes (comparer B et E revient à comparer v et c). On écrit que $\mathbf{f}(t) = -e\mathbf{E}e^{i\omega t}$ et la solution de 5.47 s'écrit

$$\langle \mathbf{p}(t) \rangle = \mathbf{p}_0 e^{-t/\tau} - e\mathbf{E} e^{-t/\tau} \int_0^t du e^{(\frac{1}{\tau} + i\omega)u}.$$

Après extinction du régime transitoire on obtient

$$\langle \mathbf{p}(t) \rangle = -\frac{e\mathbf{E}}{1/\tau + i\omega} e^{i\omega t}.$$

Le courant électrique associé s'écrit

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(t) &= -\frac{en_e}{m} \langle \mathbf{p}(t) \rangle \\ &= \frac{e^2 n_e \tau}{m(1 + i\omega\tau)} \mathbf{E} e^{i\omega t}. \end{aligned}$$

On reconnaît alors la conductivité complexe

$$\tilde{\sigma}(\omega) = \frac{e^2 n_e \tau}{m(1 + i\omega\tau)}, \quad (5.48)$$

qui permet d'en évaluer la composante continue (c'est-à-dire à $\omega = 0$) :

$$\tilde{\sigma}_0 = \frac{e^2 n_e \tau}{m}. \quad (5.49)$$

La composante continue est intéressante car c'est essentiellement elle qui participe aux modèles pour les champs magnétiques planétaires. En effet les temps caractéristiques à l'échelle de la rotation des planètes sont beaucoup plus grands que le temps de collision τ , de sorte que les courants électriques peuvent être considérés comme continus.

L'équation 5.20 nous donne la fonction diélectrique complexe

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(\omega) &= 1 - i \frac{\tilde{\sigma}(\omega)}{\omega \varepsilon_0} \\ &= 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - i/\omega\tau} \end{aligned} \quad (5.50)$$

5.5.2 Évaluation du temps de collision

Objectif: Pour exploiter le modèle de Drude, nous devons pouvoir évaluer le temps de collision τ .

La difficulté consiste à évaluer correctement le temps entre deux collisions. Ce temps peut s'écrire sous la forme

$$\tau = \gamma \frac{d}{v} \quad (5.51)$$

où γ est un facteur numérique tel que $\gamma \geq 1$, d est le libre parcours moyen d'un électron, et v sa vitesse.

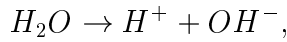
5.5.2.1 Libre parcours moyen d'un électron

On approxime le libre parcours moyen d de l'équation 5.53 en prenant $d \simeq n^{-1/3}$, où n est la densité numérique de particules (ions ou protons et molécules) :

$$n = n_{\text{ion+mol}}.$$

Les collisions électron-électron sont négligées dans ce modèle.

La composition chimique du milieu a été étudiée par Holmes et al.[48] par diffusion Raman spontanée. Les spectres mesurés montrent l'existence de liaisons H à 12 GPa, mais pratiquement plus à 26 GPa. Leurs résultats suggèrent donc l'absence d'ions H_3O^+ ou d'autres complexes moléculaires aux pressions supérieures à 25 GPa. La dissociation moléculaire se fait donc majoritairement selon



de sorte que chaque molécule donne un ion hydroxyde et un proton.

Pour calculer la densité d'ions et de molécules, on définit le degré de dissociation z comme le rapport entre le nombre de molécules d'eau qui se sont dissociées en une paire proton $-OH^-$ et le nombre initial de molécules :

$$z = \frac{N_{\text{diss}}}{N_0}.$$

Pour chaque dissociation, on obtient 2 ions, et il reste $N_0 - N_{\text{diss}}$ molécules non dissociées, de sorte que la densité d'ions et de molécules est

$$\begin{aligned} n_{\text{ion+mol}} &= \frac{2N_{\text{diss}} + (N_0 - N_{\text{diss}})}{V} \\ &= \frac{N_0}{V_0} \frac{V_0}{V} (1 + z), \end{aligned}$$

V_0 étant le volume initial. On reconnaît N_0/V_0 comme la densité numérique de particules initiale, c'est-à-dire $\rho_0 \mathcal{N}/M$. La densité totale d'ions vaut alors

$$n = (1 + z) \frac{\rho \mathcal{N}}{M}, \quad (5.52)$$

où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro, ρ la masse volumique, M le poids molaire de l'eau ($M = 18 \text{ g.mol}^{-1}$).

D'autre part, les mesures de conductivité réalisées lors d'expériences utilisant des canons à gaz [30] suggèrent que la dissociation est pratiquement complète dès 40 GPa. On peut raisonnablement prendre $z = 1$, en considérant que l'eau est entièrement dissociée en OH^- et H^+ , obtenant :

$$d = \left(\frac{2\rho \mathcal{N}}{M} \right)^{-1/3}, \quad (5.53)$$

soit numériquement

$$d(\text{\AA}) = 2,463 \rho^{-1/3}, \quad (5.54)$$

avec ρ en g.cm^{-3} et d en Angström.

	$\gamma = 1$	$\gamma > 1$
Dégénérés		γ
Partiellement dégénérés	E_g	E_g, γ
Classiques		γ

Tab. 5.3: Paramètres des différents modèles possibles pour décrire les électrons.

5.5.2.2 Vitesse des électrons

Pour déterminer la vitesses des électrons, on peut envisager trois hypothèses :

1. la température électronique est supérieure à la température de Fermi, et on peut traiter les électrons comme des particules classiques, d'énergie cinétique $3/2kT$.
2. la température électronique est inférieure à la température de Fermi, et les électrons sont complètement dégénérés. Leur énergie est alors approximativement égale à l'énergie de Fermi.
3. la température électronique est comparable à la température de Fermi, et les électrons sont partiellement dégénérés. Ils seront décrits par une statistique de Fermi-Dirac dans un modèle de semi-conducteur. On doit alors introduire l'énergie de la bande interdite E_g .

Nous avons donc 3 manières de décrire les électrons, et le choix de prendre ou non $\gamma = 1$, ce qui porte à 6 le nombre de modèles différents. Nous avons reporté dans la table 5.3 les paramètres supplémentaires introduits par chacun des modèles.

Les deux modèles sans paramètres supplémentaires (classique ou complètement dégénérés) sont en fait les cas limites du modèle de semi-conducteur (avec respectivement $T = \infty$ et $T = 0$). L'avantage de développer ces modèles est justement que l'on n'introduit pas de paramètres ; en revanche, il faut vérifier a posteriori si l'hypothèse sur la dégénérescence est valide.

Résumé: La difficulté dans l'évaluation du temps de collision réside dans l'estimation de la vitesse des électrons dans la bande de conduction.

5.5.3 Modèle de semi-conducteur

Objectif: Nous commençons par présenter le modèle le plus général permettant d'estimer la vitesse électronique. Ce modèle consiste en une description simplifiée des niveaux électroniques (en bande de valence et bande de conduction), et l'utilisation de la statistique de Fermi-Dirac.

Dans le cadre d'une modélisation simplifiée des niveaux d'énergie, on introduit l'énergie E_g séparant le dernier niveau occupé de la bande de valence du premier niveau de la bande de conduction (cf. fig. 5.24) : $E_g = E_c - E_v$. Cette description est identique à celle d'un semi-conducteur. On notera toutefois que c'est une approche

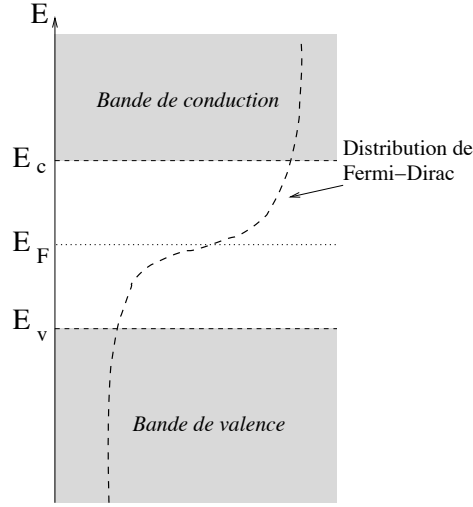


Fig. 5.24: Occupation des niveaux d'énergie pour un modèle de semi-conducteur.

simplifiée, puisqu'on devrait en toute rigueur calculer les véritables niveaux d'énergie d'une molécule d'eau.

La densité des niveaux d'énergie (cf. par exemple [6, p. 44]) est donnée dans la bande de conduction par

$$g_{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}, \quad (5.55)$$

et l'occupation de chaque niveau d'énergie est déterminée par la statistique de Fermi-Dirac :

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}. \quad (5.56)$$

La densité électronique dans la bande de conduction ($E > E_c$) vaut alors

$$n_e = \int_{E_c}^{\infty} dE g_{3D}(E) f_{FD}(E) \quad (5.57)$$

$$= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} dE \frac{\sqrt{E}}{e^{(E-E_F+E_c)/kT} + 1}. \quad (5.58)$$

En faisant le changement de variable $E = xkT$ dans l'intégrale, et en notant $\eta = -(E_c - E_F)/kT$, on obtient

$$n_e = \frac{8\sqrt{2}\pi(mkT)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} dx \frac{\sqrt{x}}{e^{x-\eta} + 1} \quad (5.59)$$

$$= 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2}(\eta), \quad (5.60)$$

où $F_j(x)$ est la fonction de Fermi-Dirac d'ordre j , définie par

$$F_j(x) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^{\infty} dt \frac{t^j}{e^{t-x} + 1}. \quad (5.61)$$

On note n_F la densité définie par

$$n_F = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}. \quad (5.62)$$

L'énergie moyenne des électrons dans la bande de conduction vaut

$$\langle E \rangle = \frac{\int_{E_c}^{\infty} dE g_{3D}(E) f_{FD}(E) E}{\int_{E_c}^{\infty} dE g_{3D}(E) f_{FD}(E)} \quad (5.63)$$

$$= E_c + \frac{3}{2} kT \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)}. \quad (5.64)$$

5.5.3.1 Hypothèse que les électrons sont partiellement dégénérés

Pour pouvoir exploiter nos mesures de réflectivité, on doit donc imposer une valeur de η , puis confronter les résultats obtenus aux mesures. C'est la démarche de D. Hicks [47], représentée figure 5.25. L'inconvénient majeur de cette méthode est d'introduire un paramètre supplémentaire, dont il faut pouvoir modéliser la variation avec la densité.

Pour la suite de l'exposé, et par souci de simplification, nous avons choisi de ne pas procéder selon cette démarche, mais de faire les hypothèses plus simples que les électrons sont non-dégénérés ou au contraire complètement dégénérés.

5.5.3.2 Hypothèse que les électrons sont non dégénérés

Cette hypothèse se traduit par le fait que la densité électronique n_e est petite devant n_F , c'est-à-dire que $F_{1/2}(\eta) \ll 1$, ce qui signifie que η est négatif et typiquement inférieur à -10 ($F_{1/2}(-10) \simeq 4,5 \cdot 10^{-5}$). En d'autres termes, $E_c - E_F \geq 10 kT$.

Les électrons ont une énergie cinétique moyenne qui vaut $\langle E \rangle = -E_c$. Dans l'équation 5.64, le rapport $F_{3/2}/F_{1/2}$ tend vers 1 quand $\eta \rightarrow -\infty$, et on retrouve la statistique de Maxwell : l'énergie cinétique des électrons de conduction vaut $3/2 kT$ et leur vitesse

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (5.65)$$

Numériquement,

$$\langle v \rangle \simeq 7,3 \cdot 10^5 \sqrt{T} \text{ m.s}^{-1}, \quad (5.66)$$

où T est exprimée en eV.

Le temps de collision τ s'obtient alors à partir des équations 5.51 et 5.53, soit numériquement :

$$\tau(\text{fs}) = 0,3392 T^{-1/2} \rho^{-1/3}, \quad (5.67)$$

où τ est en femtosecondes, la température en eV et la densité en g.cm^{-3} .

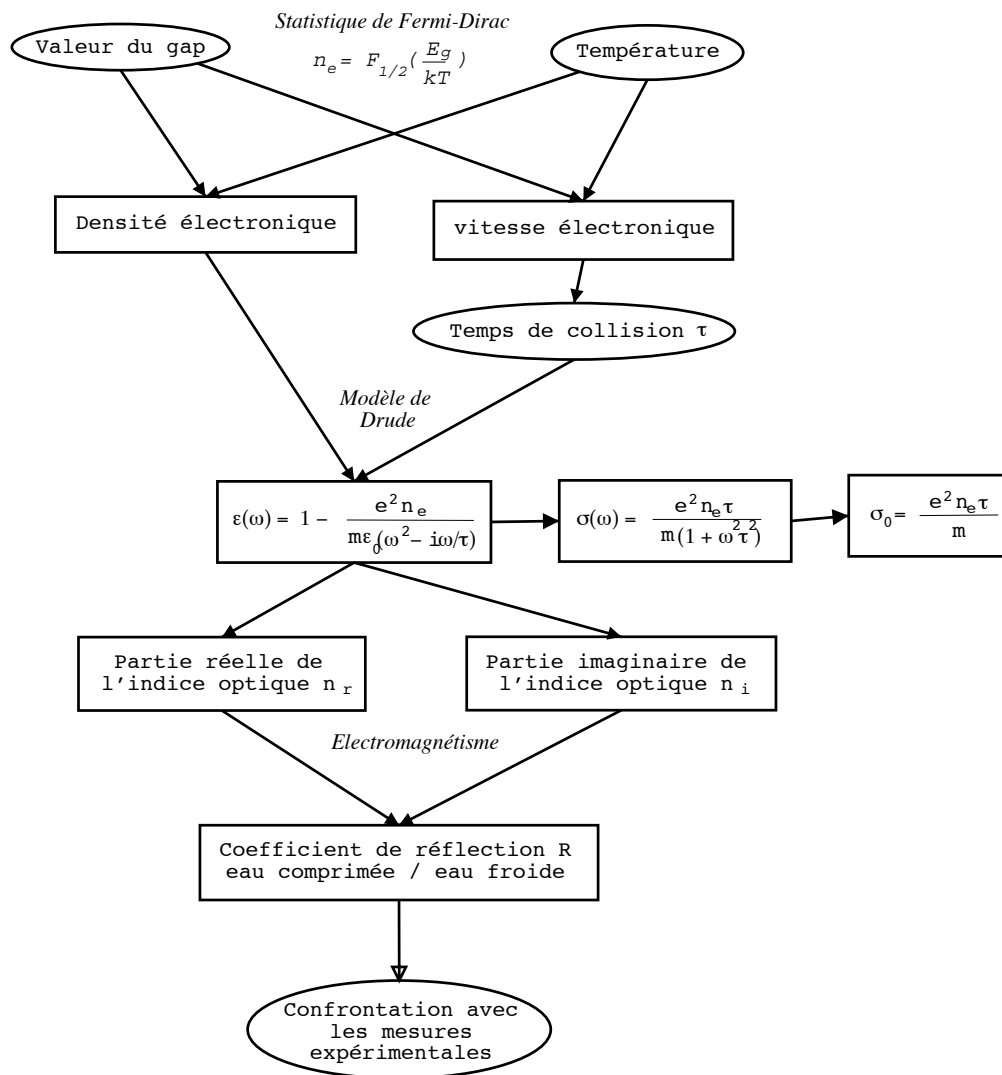


Fig. 5.25: Utilisation du modèle de Drude pour obtenir la réflectivité : on impose la valeur du gap, et on en déduit à partir de la statistique de Fermi-Dirac le temps de collision τ .

5.5.3.3 Hypothèse que les électrons sont fortement dégénérés

La densité électronique est grande devant n_F , c'est-à-dire que $F_{1/2}(\eta) \gg 1$. Cela correspond à η positif et typiquement plus grand que 10. En d'autres termes, $E_F - E_c \geq 10 kT$.

Dans ce domaine, on trouve en prenant la limite $\eta \rightarrow \infty$ dans 5.64 que l'énergie cinétique moyenne dans la bande de conduction vaut

$$\langle E \rangle - E_c = \frac{3}{5}(E_F - E_c). \quad (5.68)$$

D'autre part, le comportement asymptotique de $F_{1/2}$ donne dans l'équation 5.60

$$\frac{E_F - E_c}{kT} \simeq \left(\frac{3}{4} \sqrt{\pi} \frac{n_e}{n_F} \right)^{2/3},$$

et on trouve alors :

$$E_F - E_c \simeq \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{8m_e}. \quad (5.69)$$

La vitesse moyenne des électrons s'obtient en utilisant 5.68 :

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3}{20}} \frac{h}{m_e} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{1/3}. \quad (5.70)$$

On notera que la seule façon raisonnable d'écrire une vitesse est de prendre la quantité h/m_e divisée par une distance caractéristique de l'échelle microscopique, c'est à dire $n_e^{-1/3}$. À un facteur numérique près, la relation 5.70 est correcte.

Cette relation peut être rapprochée du modèle de Sommerfeld, dans lequel on calcule les états d'énergie accessibles à un gaz d'électrons libres. Le dernier niveau d'énergie occupé correspond à l'énergie de Fermi, et la vitesse correspondante est la vitesse de Fermi, qui vérifie

$$v_F = \frac{h}{2m} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{1/3}. \quad (5.71)$$

On a donc $\langle v \rangle = \sqrt{3/5} v_F \simeq 0,77 v_F$.

Une application numérique donne

$$\langle v \rangle \simeq 2,68 \cdot 10^5 n_e^{\star 1/3} \text{ m.s}^{-1},$$

où la densité électronique n_e^{\star} est exprimée en 10^{21} cm^{-3} .

Dans ces conditions, le temps de relaxation τ s'écrit

$$\tau = \sqrt{\frac{20}{3}} \frac{m_e}{h} \left(\frac{M}{\rho \mathcal{N} n_e} \right)^{1/3} \quad (5.72)$$

On l'évalue alors numériquement :

$$\tau^* = 1,1 (n_e^* \rho^*)^{-1/3}, \quad (5.73)$$

où τ^* est exprimé en femtosecondes, n_e^* en 10^{21} cm^{-3} et ρ^* en g.cm^{-3} . On trouve que l'ordre de grandeur du temps de relaxation τ varie de quelques dixièmes de femtoseconde à quelques femtosecondes pour une densité électronique qui varie de 10^{18} cm^{-3} à 10^{24} cm^{-3} .

Le produit $\omega\tau$ de la relation 5.48 est alors de l'ordre de l'unité aux fréquences optiques ($\omega = 3,54 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ pour la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$). Il n'est ni grand ni petit devant 1 dans le domaine de densité électronique auquel on s'attend.

En remplaçant τ par son expression 5.72 dans l'équation 5.48, on a maintenant une équation reliant la conductivité mesurée à la longueur d'onde λ à la densité électronique n_e . On trouve que la densité électronique est donnée par

$$n_e^{2/3} = \frac{\sigma h \sqrt{3}}{2\sqrt{20}e^2} \left(\frac{\rho \mathcal{N}}{M} \right)^{1/3} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{320\sqrt{20}\pi^2 e^2 c^2 m_e^2 M}{3\sigma \rho \mathcal{N} \lambda^2 h^3}} \right], \quad (5.74)$$

ou encore numériquement

$$n_e^* = 0,65 \cdot 10^{-4} \sigma^{*3/2} \rho^{*1/2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{9248}{\sigma^* \rho^* \lambda^{*2}}} \right)^{3/2}, \quad (5.75)$$

avec n_e^* la densité électronique en 10^{21} cm^{-3} , σ^* la conductivité en $\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$, ρ^* la densité de matière en g.cm^{-3} et λ^* la longueur d'onde en μm .

Des valeurs typiques des quantités observées sont par exemple $\sigma^* = 100$, $\rho^* = 2$ et $\lambda^* = 0,532$. Le calcul donne alors une densité électronique d'environ $4,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Le nombre d'électrons libres par molécule s'obtient à partir de la densité électronique n_e selon

$$Z^* = \frac{M n_e}{\mathcal{N} \rho}, \quad (5.76)$$

c'est-à-dire numériquement

$$Z^* = 1,94 \cdot 10^{-6} \frac{\sigma^{*3/2}}{\rho^{*1/2}} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{9248}{\sigma^* \rho^* \lambda^{*2}}} \right)^{3/2} \quad (5.77)$$

qui varie (avec les mêmes valeurs numériques que précédemment) d'environ 0,07 pour $\sigma^* = 100$ à environ 0,5 pour $\sigma^* = 1000$.

5.5.3.4 Utilisation des mesures de conductivité avec les deux hypothèses simples

La démarche est résumée sur la figure 5.26 : à partir des mesures de conductivité, on peut utiliser le modèle de Drude pour évaluer la densité électronique, en faisant

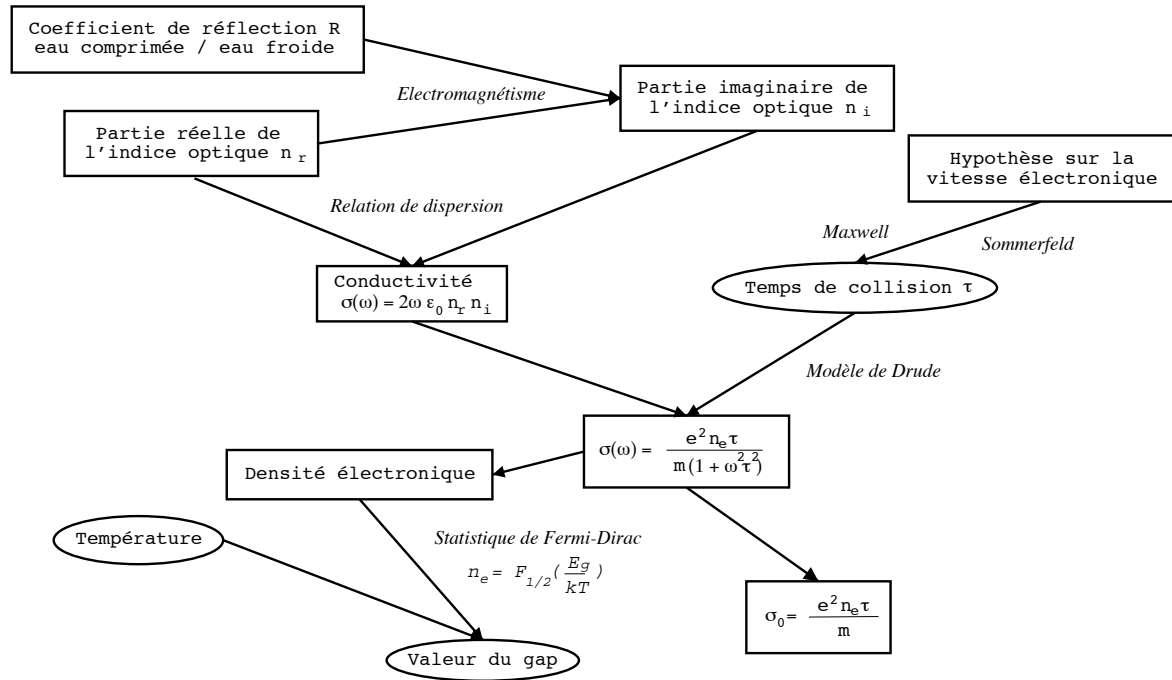


Fig. 5.26: Utilisation simple du modèle de Drude pour exploiter les mesures de conductivité.

les hypothèses simples que les électrons sont non-dégénérés (Maxwell) ou au contraire fortement dégénérés (Sommerfeld).

On a reporté sur la figure 5.27 la densité électronique évaluée à partir des mesures de conductivité, avec les hypothèses que les électrons sont non-dégénérés ou fortement dégénérés. On a également reporté sur cette figure la densité de Fermi, définie par la relation 5.62.

L'hypothèse que les électrons sont non-dégénérés se traduisait par le fait que la densité électronique était petite devant n_F . Or, nos mesures de conductivité aboutissent au résultat contraire : la densité électronique est 100 à 1.000 fois plus grande que la densité de Fermi. Ceci nous conduit à rejeter l'hypothèse que les électrons ne sont pas dégénérés.

L'autre hypothèse simple, celle que les électrons sont fortement dégénérés, se traduisait par une densité électronique grande devant la densité de Fermi. Nos mesures de conductivité prévoient sous cette hypothèse une densité électronique comparable à ou 10 fois plus grande que n_F . Ce facteur n'est pas suffisant pour pouvoir dire que la densité électronique est grande devant la densité de Fermi.

Toutefois l'hypothèse de dégénérescence totale est une approximation simple qui conduit à un résultat non contradictoire : la densité électronique prédite est en effet plus grande que la densité de Fermi. Nous avons donc poursuivi les calculs avec cette hypothèse, et avons pu évaluer à partir des mesures de réflectivité :

- le temps de relaxation du modèle de Drude, reporté figure 5.28, et comparé à son expression dans l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses.

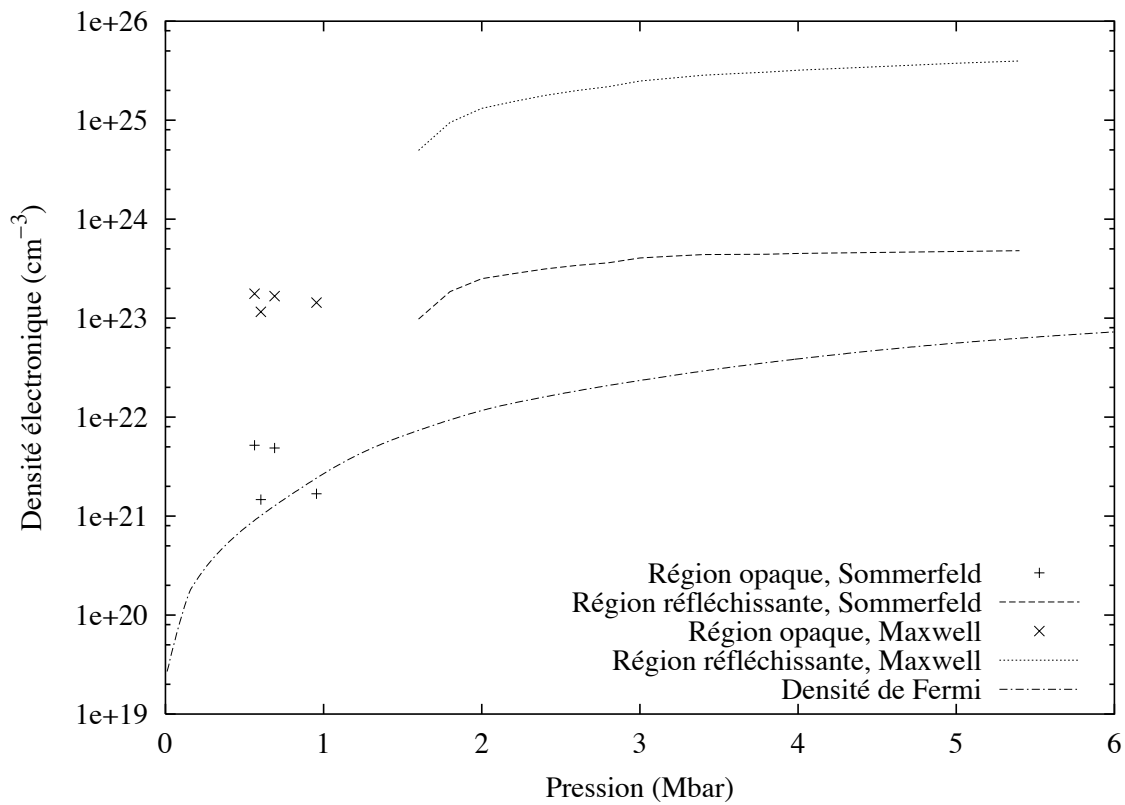


Fig. 5.27: Densité électronique en fonction de la pression, obtenue par le modèle de Drude à partir des mesures de réflectivité, avec les hypothèses simples de non-dégénérescence (Maxwell) et de forte dégénérescence (Sommerfeld).

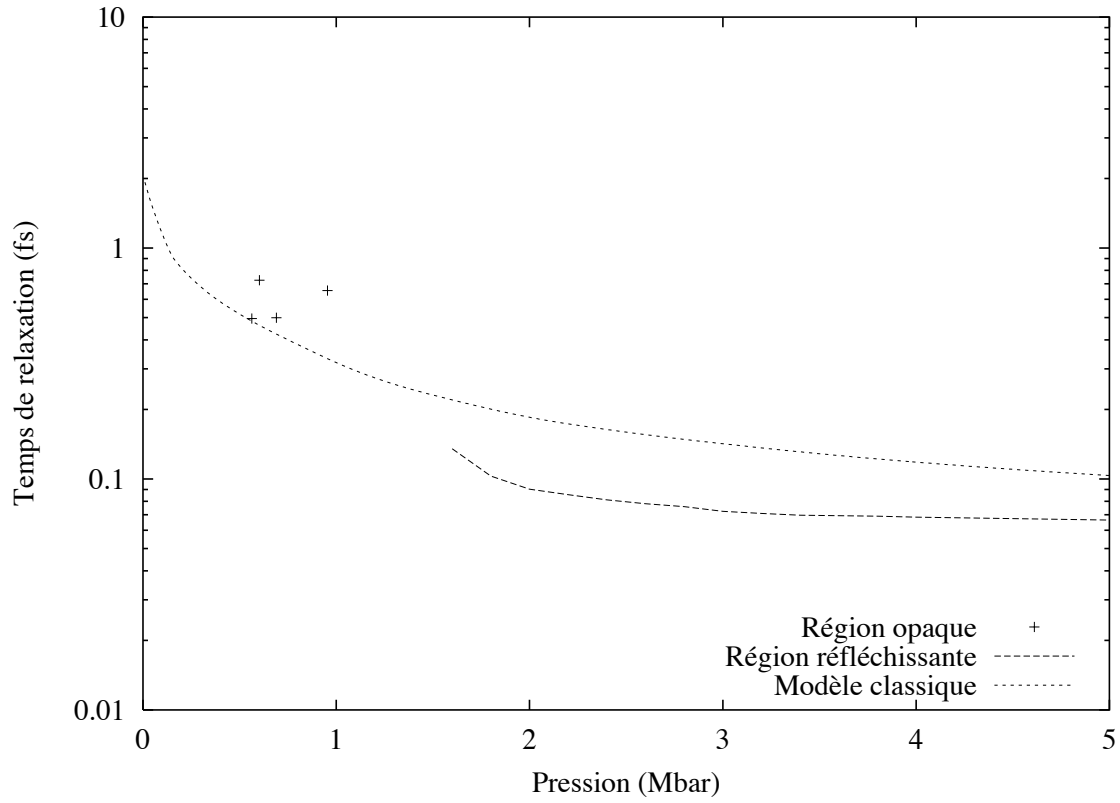


Fig. 5.28: Temps de relaxation du modèle de Drude pour l'eau en fonction de la pression.

- la densité électronique par molécule d'eau, c'est-à-dire le degré moyen d'ionisation Z^* , reporté figure 5.29. L'ionisation totale d'une molécule d'eau correspond à $Z^* = 10$ (8 électrons pour l'oxygène, et 1 pour chaque atome d'hydrogène).
- la température de Fermi, tracée figure 5.30. On retrouve ici que la température du plasma est inférieure à la température de Fermi, mais elle n'est pas petite devant celle-ci. De nouveau, la conclusion est que le plasma est **partiellement dégénéré**.
- le facteur de couplage, reporté figure 5.31 (pour sa définition, cf. l'équation 2.14 page 20). On voit que l'eau métallisée est un plasma **modérément à fortement couplé**.
- la conductivité à fréquence nulle, dans le cadre du modèle de Drude, tracé figure 5.32. C'est cette grandeur qui intervient dans la modélisation par effet dynamo du champ magnétique des planètes, la période de rotation des planètes étant très grande devant le temps de collision τ . On voit que le long de l'Hugoniot la conductivité à fréquence nulle varie de quelques 10^2 à $10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

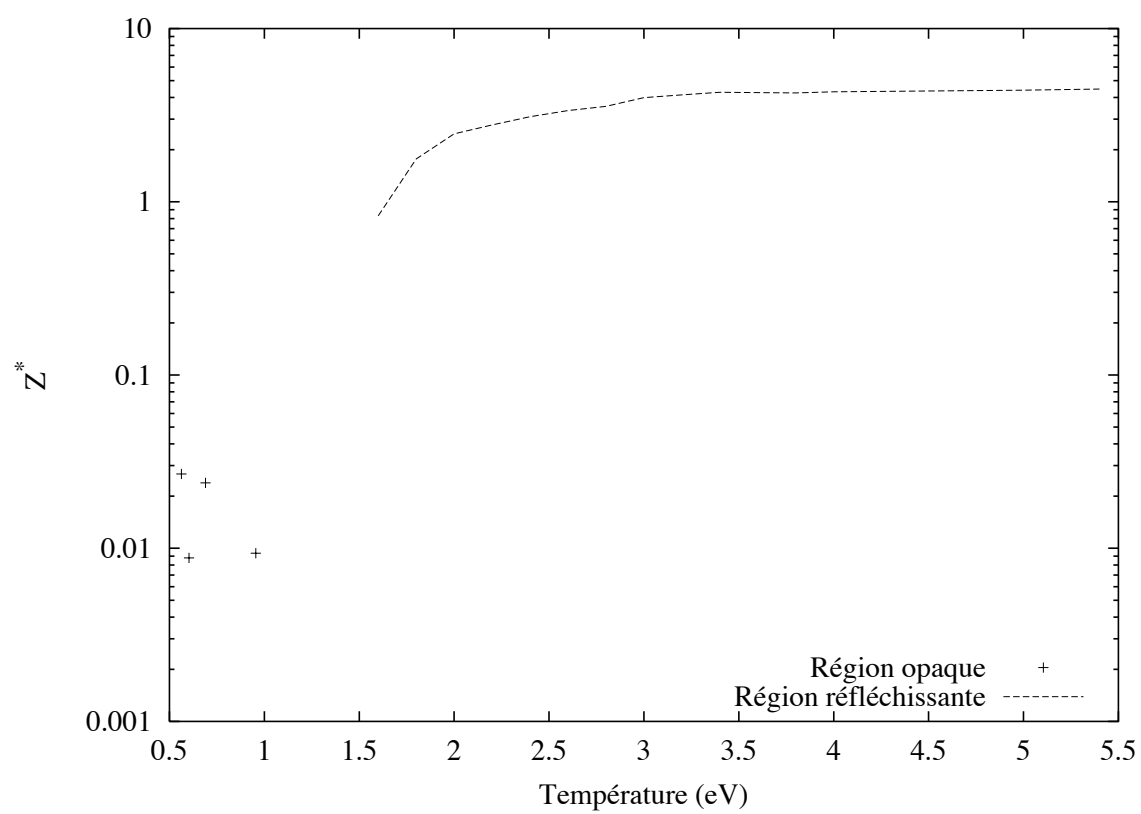


Fig. 5.29: Densité électronique par molécule d'eau en fonction de la pression

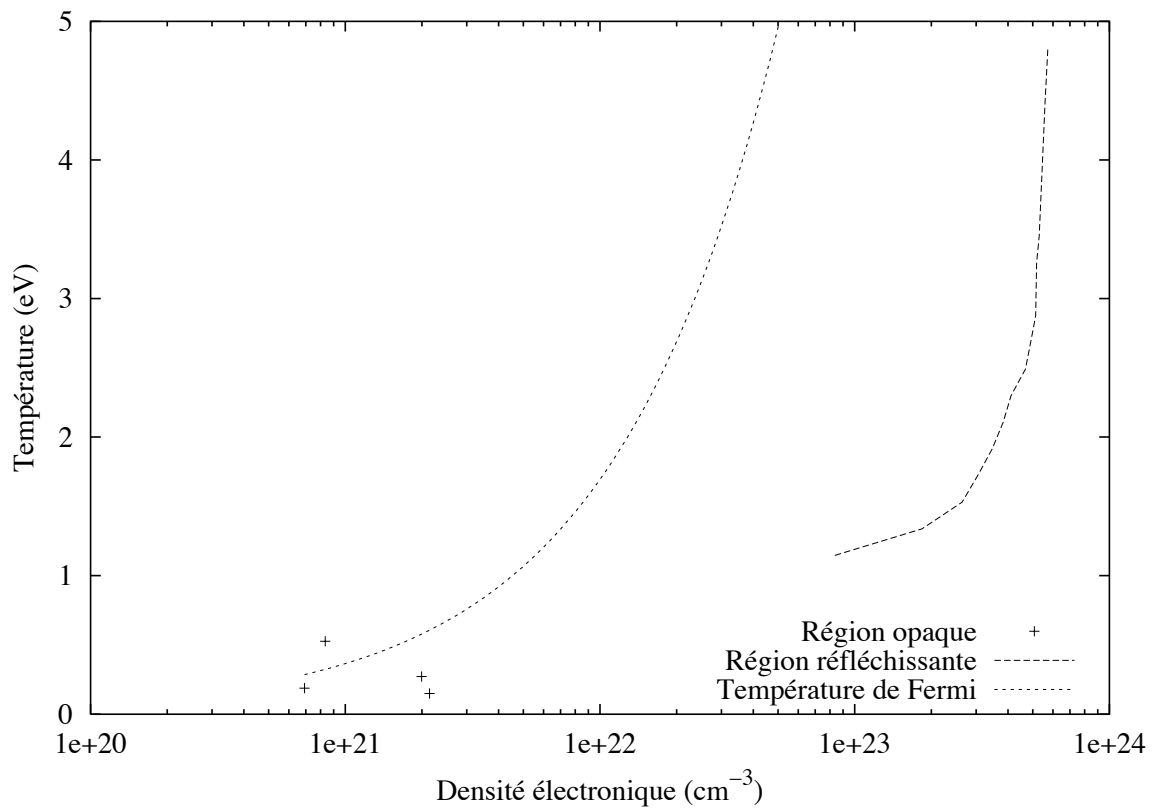


Fig. 5.30: Température de Fermi le long de l'Hugoniot principale, et comparaison avec la température électronique.

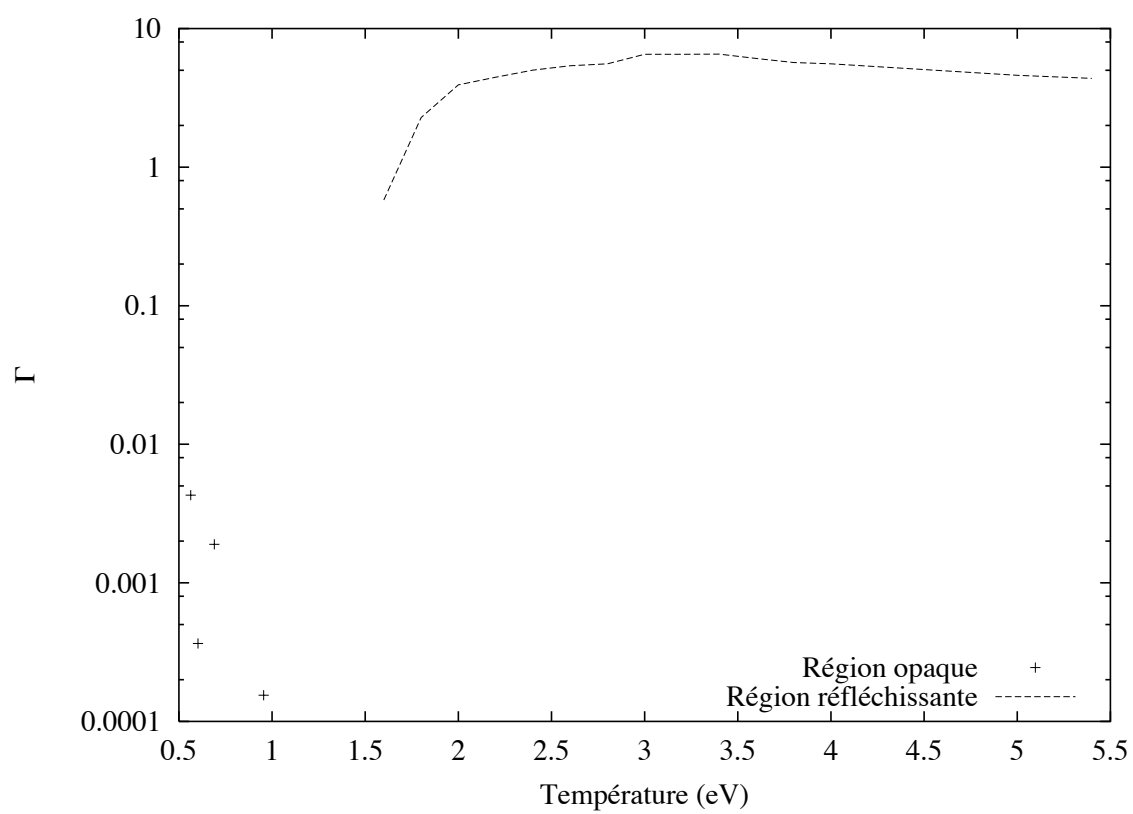


Fig. 5.31: Facteur de couplage le long de l'Hugoniot principale

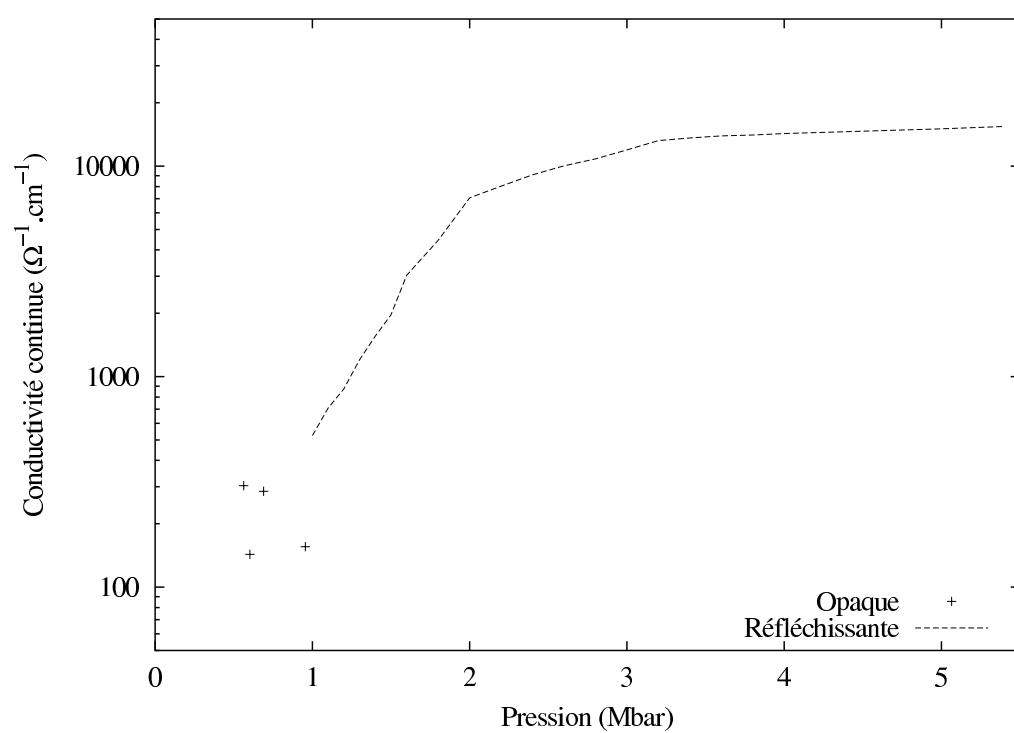


Fig. 5.32: Conductivité à fréquence nulle fonction de la pression.

Résumé: L'hypothèse simple que les électrons ne sont pas dégénérés n'est pas compatible avec la mesure expérimentale de la conductivité. L'hypothèse contraire que les électrons sont fortement dégénérés n'est pas entièrement satisfaisante non plus, mais elle conduit à des résultats non-contradictaires, et permet d'évaluer simplement des grandeurs physiquement intéressantes comme le degré moyen d'ionisation ou la conductivité à fréquence nulle.

6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

6.1 Conclusions

Nous avons réalisé plusieurs campagnes d'expériences portant sur la mesure de l'équation d'état de l'eau. En particulier, celles réalisées sur le laser Phébus en 1999 étaient les premières mesures réalisées par choc laser, et constituaient la première mise en évidence expérimentale de la métallisation de l'eau à hautes pressions. Toutefois, la réalisation des cibles a posé des problèmes expérimentaux qui n'ont pas permis d'obtenir des résultats fiables.

Par la suite, les cibles ont été améliorées pour tenir compte des difficultés expérimentales. Les campagnes expérimentales qui ont suivi (LULI en juillet 2000 et février 2002, Vulcan en décembre 2000 et 2001) ont alors permis la mesure expérimentale de l'Hugoniot principale de l'eau. Les résultats obtenus montraient tous un bon accord avec les prédictions des tables SESAME.

D'autre part, nous avons mis au point un diagnostic de température, d'abord sur le laser Vulcan, puis au LULI. Nous avons ainsi pu mesurer la température de l'eau sous choc, ce qui est très important expérimentalement car cette grandeur ne se déduit pas directement des autres.

Enfin, au cours de ce travail de thèse, une méthode expérimentale originale a été mise au point, qui consiste à précomprimer l'échantillon au moyen d'une cellule à enclume de diamant. Avec ces conditions initiales différentes, la compression s'effectue en chauffant beaucoup moins, de sorte que la température est inférieure pour une même pression que le long de l'Hugoniot principale. Ceci permet d'explorer des régions du diagramme de phase qui restaient jusque là inaccessibles. En particulier, on peut mesurer l'équation d'état le long des isentropes planétaires, c'est-à-dire les états thermodynamiques rencontrés à l'intérieur des planètes Uranus et Neptune.

Nous avons pu précomprimer l'eau à des pressions de l'ordre de 10 kbar. Les mesures réalisées sont peu nombreuses, mais semblent pour l'instant confirmer les prédictions des tables SESAME.

En plus des mesures d'équation d'état, nous avons mesuré la réflectivité et l'indice optique de l'eau comprimée à deux longueurs d'onde différentes. Les résultats limités obtenus ont permis d'estimer la conductivité électronique de l'eau sous choc, ainsi que la densité d'électrons libres dans le cadre d'un modèle de Drude.

La variation de la conductivité avec la densité et la température montre que la transition d'un isolant vers un métal est induite par la température. L'augmentation de densité resserre la bande interdite, et la température favorise le passage des électrons vers la bande de conduction. C'est ce deuxième processus qui domine dans la transition.

6.2 Perspectives

Les perspectives que l'on peut envisager à l'issue de ce travail de thèse s'articulent en quatre grandes thématiques : d'une part dans la continuité directe de ce travail, la poursuite de l'exploration du diagramme de phase, et l'amélioration des diagnostics afin de réduire les barres d'erreur, et d'autre part l'application des méthodes expé-

mentales à d'autres matériaux. Enfin, on peut envisager de dédier des expériences à des problèmes mal clarifiés.

6.2.1 Poursuite de l'exploration du diagramme de phase

Avec les lasers de puissance existants et ceux qui sont en développement (LULI 2000 ou la LIL par exemple), on peut envisager de poursuivre les expériences de pré-compression, en partant d'états précomprimés supérieurs à 10 kbar, par exemple 50 kbar. Le laser LULI 2000 devrait permettre d'explorer le même domaine de pressions, à savoir entre 1 et 10 Mbar. Dans ce domaine, et en partant d'une précompression de 50 kbar, on peut explorer le domaine où les simulations prévoient la phase superionique.

Les techniques de chocs multiples permettraient aussi d'atteindre des zones du diagramme de phase assez proches des isentropes planétaires. La difficulté de cette technique réside dans la nécessité d'une caractérisation précise de chacun des chocs.

6.2.2 Amélioration des diagnostics

On peut envisager de remplacer les marches d'aluminium par une marche de quartz, qui serait métallisée au passage du choc. Ainsi on pourrait mesurer la vitesse du choc dans le quartz au moyen des VISARS, et on s'affranchirait du problème de la stationnarité du choc. On aurait en effet la vitesse de choc dans le quartz en fonction du temps, donc on connaîtrait exactement sa valeur au moment du débouché du choc. Ceci permettrait une meilleure précision de la mesure.

Concernant le diagnostic de réflectivité, il est possible de l'améliorer en utilisant un fiducial qui donnerait la valeur absolue du signal du laser sonde, et nous permettrait ainsi de mesurer plus précisément la réflectivité du front de choc. On peut aussi envisager de mesurer la réflectivité à plusieurs angles, ce qui permettrait de connaître les parties réelles et imaginaires de l'indice optique. Toutefois la réalisation pratique d'une mesure de réflectivité hors d'une incidence normale est difficile.

6.2.3 Application des méthodes à d'autres matériaux

L'hydrogène constitue un matériau très intéressant, dont le diagramme de phase pourrait être exploré par ces techniques de précompression. L'hydrogène est extrêmement important pour le problème de la fusion nucléaire ; il entre bien sûr dans la composition des étoiles, et des planètes géantes comme Jupiter.

On pourrait réaliser des mélanges synthétiques d'eau, d'ammoniaque et de méthane, afin de reproduire la composition chimique du manteau des planètes Uranus et Neptune.

L'étude de mélanges hydrogène-hélium par ces techniques permettrait d'apporter des informations pour le problème de la fusion nucléaire, ainsi que la modélisation du Soleil.

6.2.4 Problèmes mal clarifiés

Le problème de l'indice optique et du coefficient d'absorption de l'eau reste mal étudié. On pourrait envisager d'y consacrer des expériences spécifiques. L'utilisation de cibles en coin permettrait par exemple d'obtenir un choc dont l'intensité varie spatialement, et donc de sonder une petite partie de la courbe d'Hugoniot au voisinage de la transition d'un matériau transparent à un matériau absorbant puis réfléchissant.

Pour obtenir des informations sur la composition chimique de l'eau dans ces domaines de pression et de température, on peut prévoir des expériences de diffusion Raman spontanée dans le domaine où l'eau reste transparente à la lumière visible, ou des expériences de diffraction X lorsque l'eau est absorbante.

ANNEXE

A. CALCUL D'UN ANGLE SOLIDE

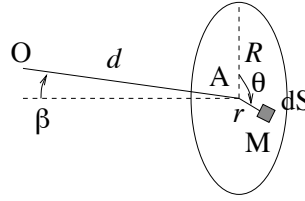


Fig. A.1: Calcul de l'angle solide : l'axe OA et la normale à la surface font un angle β .

Objectif: L'angle solide avec lequel on collecte la lumière doit être calculé précisément pour la calibration du diagnostic. On développe ici le calcul de l'angle solide sous lequel est vu un disque depuis un point.

Dans la calibration du diagnostic, on a à évaluer précisément des angles solides, en particulier l'angle solide avec lequel la première lentille du système de relais d'image collecte la lumière. On ne se contente pas de la formule approchée surface/distance², mais on détaille le calcul.

Tous les angles solides qu'on doit évaluer concernent des lentilles ou des miroirs, c'est-à-dire une surface qui est un disque. On veut calculer l'angle solide sous lequel est vu ce disque depuis un point O, qui sera le point d'émission de lumière (lampe de calibration ou cible). Pour calculer l'angle solide, on utilise les notations de la figure A.1, dans un système de coordonnées cylindriques ayant pour origine A, et comme axe la normale à la surface :

$$O \begin{vmatrix} d \sin \beta \\ 0 \\ d \cos \beta \end{vmatrix} \quad M \begin{vmatrix} r \cos \theta \\ r \sin \theta \\ 0 \end{vmatrix} \quad d\mathbf{S} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ r dr d\theta \end{vmatrix}$$

$$\Omega = \iint \frac{d\mathbf{S} \cdot \mathbf{OM}}{OM^3}$$

$$= \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r d \cos \beta}{(r^2 + d^2 - 2rd \cos \theta \sin \beta)^{3/2}} d\theta dr$$

On fait le calcul dans des cas particuliers :

- lorsque $\beta = 0$, c'est-à-dire que l'axe est perpendiculaire à la surface (et c'est le cas de la première lentille du système de reprise d'image), le calcul donne

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{R^2 + d^2}} \right). \quad (\text{A.1})$$

- lorsque $R \ll d$ (et c'est le cas du miroir sphérique servant à la calibration du photomultiplicateur, cf. paragraphe suivant), le développement limité donne :

$$\Omega = \frac{\pi R^2}{d^2} \cos \beta \left(1 - \frac{R^2}{2d^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

B. RELATIONS APPROCHÉES

Objectif: Dans cette section, on discute numériquement le calcul des barres d'erreur à partir de relations approchées donnant pression et vitesse fluide dans l'eau en fonction des vitesses de choc mesurées expérimentalement.

B.0.5 Relations approchées donnant l'état thermodynamique de l'eau à partir des vitesses de choc dans l'aluminium et l'eau

Objectif: On dérive ici des relations approchées donnant la pression et la vitesse fluide dans l'eau en fonction des deux paramètres que l'on mesure effectivement dans nos expériences, à savoir les vitesses de choc dans l'aluminium et l'eau.

Dans un premier temps, on modélise l'Hugoniot de l'aluminium par une relation du type

$$D_{\text{Al}} = au_{\text{Al}} + b, \quad (\text{B.1})$$

comme dans la section 2.5.5. La donnée de la vitesse du choc dans l'aluminium suffit alors à en connaître l'état thermodynamique. Puis on approxime la détente isentropique de l'aluminium par l'Hugoniot symétrique (cf. la discussion de la section 2.5.7.3). On cherche enfin l'intersection de cette courbe de détente approchée avec l'Hugoniot de l'eau par la méthode de désadaptation d'impédance (cf. section 2.6.2), c'est-à-dire en la coupant par la droite $P = \rho_{\text{eau}}^0 D_{\text{eau}} U$.

Ce calcul doit donc nous donner le point sur l'Hugoniot de l'eau en fonction des vitesses de choc dans l'aluminium et dans l'eau. Bien que ce soit un calcul approché, qui ne remplace pas la détermination complète du point avec l'équation d'état réelle de l'aluminium, l'intérêt d'explicitier ces calculs réside surtout dans l'évaluation des barres d'erreur. D'autre part, il n'est pas inintéressant d'avoir une relation analytique qui permet de comprendre comment la mesure du point expérimental dépend des paramètres mesurés.

La relation linéaire entre D et U pour l'aluminium est tracée sur la figure B.1 ; on y a tracé dans le plan $D - U$ la courbe d'Hugoniot calculée avec les tables SESAME de l'aluminium. Cette courbe est une droite, et les meilleurs paramètres numériques de l'équation B.1 sont

$$\begin{aligned} a &= 1,20965 \pm 0,00014 \\ b &= (6,05622 \pm 0,00649) \text{ km.s}^{-1}. \end{aligned}$$

En négligeant la pression initiale devant la pression de choc dans l'aluminium, la conservation de l'impulsion s'écrit

$$\begin{aligned} P_{\text{Al}} &= \rho_{\text{Al}}^0 (au_{\text{Al}}^2 + bu_{\text{Al}}) \\ &= \frac{\rho_{\text{Al}}^0}{a} (D_{\text{Al}}^2 - bD_{\text{Al}}). \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

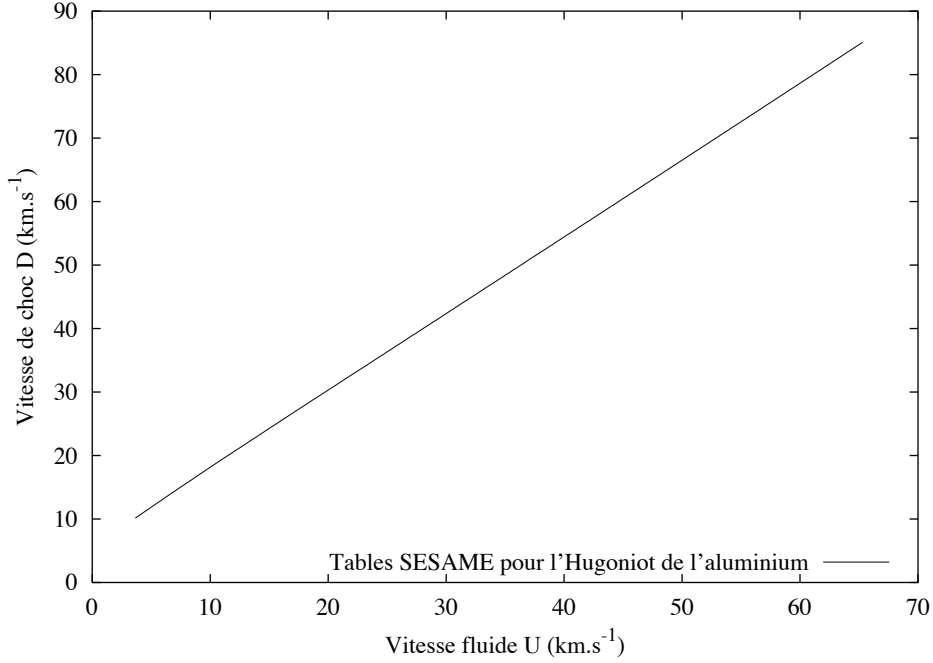


Fig. B.1: Courbe d'Hugoniot de l'aluminium dans le plan $D - U$, d'après les tables SESAME.

L'aluminium comprimé se trouve alors dans l'état (P_{Al}, u_{Al}) , et lorsque le choc est transmis dans l'eau, il va se détendre vers un état moins comprimé (P, U) . Comme la pression et la vitesse fluide doivent être continues à l'interface, cet état sera aussi celui de l'eau.

Pour calculer la détente de l'aluminium, on utilise le résultat approché de la section 2.5.7.3, c'est-à-dire le fait que la courbe de détente isentropique dans le plan $P - U$ est approximativement donnée par la symétrique de l'Hugoniot. Ceci est traduit par l'équation 2.62 :

$$U = 2u_{Al} - u_H(P), \quad (\text{B.3})$$

où $u_H(P)$ est la vitesse fluide en fonction de la pression le long de l'Hugoniot principale de l'aluminium. C'est donc l'inverse de la relation B.2, c'est-à-dire

$$u_H(P) = \frac{-b}{2a} + \frac{1}{2a} \sqrt{b^2 + 4P \frac{a}{\rho_{Al}^0}}.$$

Enfin, la conservation de l'impulsion pour le choc transmis dans l'eau s'écrit

$$P = \rho_{eau}^0 D_{eau} U. \quad (\text{B.4})$$

En identifiant la vitesse fluide U dans B.3 et B.4, on obtient une relation donnant P en fonction des impédances de choc Z_{Al} et Z_{eau} :

$$P = \frac{Z_{eau}}{Z_0} \frac{b}{2a} \left(Z_{eau} + 4Z_{Al} - 3Z_0 - \sqrt{Z_0^2 + Z_{eau}^2 + 8Z_{Al}Z_{eau} - 6Z_{eau}Z_0} \right), \quad (\text{B.5})$$

avec $Z_0 = \rho_{\text{Al}}^0 b$.

La vitesse fluide dans l'eau est alors donnée par

$$U = \frac{P}{Z_{\text{eau}}} \quad (\text{B.6})$$

B.0.6 Application : calcul des barres d'erreur

Les relations précédentes ont un intérêt limité, car elles ne sont pas simples analytiquement, et dans la pratique on détermine l'état thermodynamique de l'eau en faisant un calcul exact.

Cependant, elles permettent d'écrire directement les grandeurs qui nous intéressent (c'est-à-dire la pression et la vitesse fluide de l'eau) en fonction des grandeurs qu'on mesure expérimentalement (les vitesses du choc dans l'aluminium et l'eau).

On peut donc les utiliser pour évaluer l'erreur commise sur la pression et la vitesse fluide en fonction de nos erreurs expérimentales. Par exemple avec la relation B.5, on peut évaluer l'erreur en pression en fonction de l'erreur sur les vitesses de choc dans l'aluminium et l'eau :

$$\Delta P = \left| \frac{\partial P}{\partial Z_{\text{Al}}} \right| \Delta Z_{\text{Al}} + \left| \frac{\partial P}{\partial Z_{\text{eau}}} \right| \Delta Z_{\text{eau}} \quad (\text{B.7})$$

On a tracé sur la figure B.2 les contributions respectives à l'erreur sur la pression, c'est-à-dire les dérivées partielles de la relation précédente. Par exemple, si on mesure une vitesse de choc dans l'aluminium de 20 km.s^{-1} , avec une erreur de 2 km.s^{-1} , on lit sur le graphique que la dérivée partielle vaut environ 35 GPa/km.s^{-1} . La contribution à l'erreur sur P est alors de $2 * 35 = 70 \text{ GPa}$. Si on mesure la même vitesse de choc dans l'eau, avec la même erreur, la contribution à l'erreur en pression n'est que de $2 * 15 = 30 \text{ GPa}$.

On voit donc que c'est principalement l'erreur sur la vitesse de choc dans l'aluminium qui contribue à l'erreur totale sur la pression. On peut comprendre cela graphiquement, en observant que la droite $P = \rho_{\text{Al}}^0 D_{\text{Al}} U$ intersecte la courbe d'Hugoniot de l'aluminium avec un petit angle (cf. fig. 4.16). L'erreur sur D_{Al} va se traduire par une incertitude importante sur l'état thermodynamique de l'aluminium.

On obtient avec la relation B.6 l'erreur sur la vitesse fluide. Celle-ci est sensiblement égale, en valeur relative, à l'erreur en pression. La contribution majeure à l'erreur est alors encore une fois l'erreur sur D_{Al} .

Résumé: La contribution la plus importante à l'erreur expérimentale dans le plan $P - U$ est, dans notre domaine de mesures, l'erreur sur la vitesse du choc dans l'aluminium.

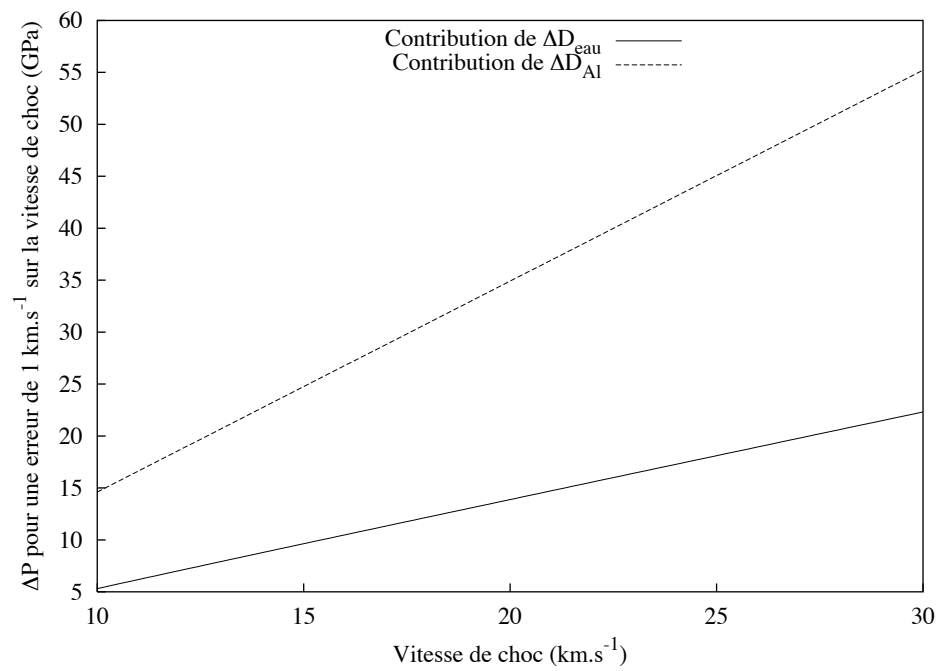


Fig. B.2: Contribution des erreurs sur la vitesse du choc dans l'aluminium et dans l'eau à l'erreur sur la pression dans l'eau.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. J. Ahrens and M. H. Ruderman. Immersed-foil method for measuring shock wave profiles in solids. *Journal of Applied Physics*, 37(13) :4758–4765, 1966.
- [2] P. Alaterre. *Thèse de troisième cycle*. PhD thesis, Université Paris-Sud, Orsay, 1982.
- [3] L. V. Al'tshuler, A. A. Bakanova, and R. F. Trunin. Phase transition of water under strong shock waves. *Soviet Phys.-Dokl.*, 3 :761–763, 1959. Dokl. Akad. Nauk SSSR **121** (1), 67-69 (1958).
- [4] L.V. Al'tshuler. *Sov. Phys. JETP*, 45 :167, 1977.
- [5] W.W. Anderson and T.J. Ahrens. An equation of state for liquid iron and implications for the Earth's core. *Journal of Geophysical Research B*, 99 :4273, 1994.
- [6] Neil W. Ashcroft and N. David Mermin. *Solid State Physics*. Harcourt College Publishers, 1976.
- [7] E. N. Avrorin, B. K. Vodolaga, L. P. Volkov, A. S. Vladimirov, V. A. Simonenko, and B. T. Chernovolyuk. Shock compressibility of lead, quartzite, aluminum, and water at a pressure of ~ 100 mbar. *JETP Lett.*, 31(12) :685–687, 1980. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **31** (12), 727-729 (1980).
- [8] J.N. Bahcall, L.S. Brown, A. Gruzinov, and R.F. Sawyer. The Salpeter plasma correction for solar fusion reactions. *Astronomy and Astrophysics*, 383 :291–295, 2002.
- [9] L. M. Barker. Laser interferometry in shock-wave research. *Experimental Mechanics*, 12(5) :209–215, 1972.
- [10] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Shock-wave studies of PMMA, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics*, 41(10) :4208–4226, 1970.
- [11] L.M. Barker. Velocity interferometer data reduction. *Review of Scientific Instruments*, 42(2) :276, 1971.
- [12] L.M. Barker. Laser interferometry in shock-wave research. *Experimental Mechanics*, 12(5) :209–215, 1972.
- [13] L.M. Barker and R.E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972.
- [14] L.M. Barker and K.W. Schuler. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of Applied Physics*, 45(8) :3692, 1974.

- [15] M. Basko, T. Löwer, V. N. Kondrashov, A. Kendl, R. Sigel, and J. Meyer-Ter-Vehn. Optical probing of laser-induced indirectly driven shock waves in aluminum. *Phys. Rev. E*, 56 :1019–1031, July 1997.
- [16] Sophie Baton. Communication privée. La calibration de la caméra à balayage de fente a été faite dans ce cas avec une impulsion laser femtoseconde, obtenant une valeur de 10^{-19} J/coup.
- [17] M. Benoit, M. Bernasconi, P. Focher, and M. Parrinello. New high-pressure phase of ice. *Physical Review Letters*, 76(16) :2934–2936, 1996.
- [18] Alessandra Benuzzi. *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d'équations d'état*. PhD thesis, École Polytechnique, 1999.
- [19] A. Benuzzi-Mounaix, S. Bouquet, J.-P. Chièze, F. Mucchielli, R. Teyssier, and F. Thais. Supernovae Rayleigh-Taylor Instability Experiments on the CEA-Phébus Laser Facility. *Astrophysics and Space Science*, 277 :143–146, 2001.
- [20] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, G. Huser, B. Faral, D. Batani, E. Henry, M. Tomasini, B. Marchet, M. Boustie, Th. De Rességuier, M. Hallouin, F. Guyot, D. Andrault, and Th. Charpin. Absolute equation of state measurements of iron using laser driven shocks. *Physics of plasmas*, 9 :2466–2469, 2002.
- [21] T. H. Bett, C. N. Danson, D. A. Jinks, P. Pepler, I. N. Ross, and R. M. Stevenson. Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion. *Applied Optics IP*, 34 :4025–4038, July 1995.
- [22] S. Bouquet, T. Romain, and J. P. Chieze. Analytical Study and Structure of a Stationary Radiative Shock. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 127 :245–252, April 2000.
- [23] F. H. Busse. Generation of planetary magnetism by convection. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 12(4) :350–358, 1976.
- [24] Piero Caldirola, Marcello Fontanesi, and Elio Sindoni. *Elettromagnetismo*, volume 2. Tamburini Masson Editori, Milano, 1976.
- [25] R. Cauble, D.W. Phillion, T.J. Hoover, N.C. Holmes, J.D. Kilkenny, and R.W. Lee. Demonstration of 0.75 Gbar planar shocks in x-ray driven colliding foils. *Phys. Rev. Lett.*, 70(14) :2102–2105, 1993.
- [26] C. Cavazzoni, G. L. Chiarotti, S. Scandolo, E. Tosatti, and M. Bernasconi, M. Parrinello. Superionic and metallic states of water and ammonia at giant planet conditions. *Science*, 283 :44–46, 1999.
- [27] P. Celliers and A. Ng. Optical probing of hot expanded states produced by shock release. *Phys. Rev. E*, 47 :3547–3565, May 1993.
- [28] P. M. Celliers. Communication privée, 2002.
- [29] P. M. Celliers, G. W. Collins, L. B. da Silva, D. M. Gold, and R. Cauble. Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry. *Applied Physics Letters*, 73(10) :1320–1322, September 1998.

- [30] R. Chau, A. C. Mitchell, R. W. Minich, and W. J. Nellis. Electrical conductivity of water compressed dynamically to pressures of 70-180 GPa (0.7 - 1.8 Mbar). *Journal of Chemical Physics*, 114(3) :1361–1365, 2001.
- [31] R. Clausius. *Die Mechanische Warmtheorie*, volume 2, chapter Behandlung dielectrischer Medien. Vieweg, Friedrich, Braunschweig, 1879.
- [32] G. W. Collins, L. B. Da Silva, P. Celliers, D. M. Gold, M. E. Foord, R. J. Wallace, A. Ng, S. V. Weber, K. S. Budil, and R. Cauble. Measurements of the equation of state of deuterium at the fluid insulator-metal transition. *Science*, 281 :1178–1181, 1998.
- [33] J. E. P. Connerney, M. H. Acuña, and N. F. Ness. *J. Geophys. Res.*, 92(15) :329, 1987.
- [34] A. Dewaele, J. H. Eggert, P. Loubeyre, and R. Le Toullec. Measurement of refractive index and equation of state in dense He, H₂, H₂O, and Ne under high pressure in a diamond anvil cell. *Physical Review B*, 67 :094112–+, 2003.
- [35] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. *Physique Statistique*. Hermann, 1995.
- [36] S.N. Dixit, M.D. Feit, M.D. Peey, and H.T. Powell. *Optical Letters*, 21 :1715, 1996.
- [37] E. Fabre, F. Amiranoff, R. Fabbro, and C. Garban-Labaune. *Plasma physics and controlled nuclear fusion research*, volume II-IAEA-CN-38 T-4. IAEA, Vienna, 1980.
- [38] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. Max, and J. Virmont. *Rapport d'activité du groupement de recherches coordonnées Interaction Laser-Matière*. Ecole Polytechnique.
- [39] J. H. Gladstone and T. P. Dale. Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 153 :317–343, 1863.
- [40] D.R. Goosman. Analysis of the laser velocity interferometer. *Journal of Applied Physics*, 46 :3516–3524, 1975.
- [41] H. Graener, G. Seifert, and A. Laubereau. New spectroscopy of water using tunable picosecond pulses in the infrared. *Physical Review Letters*, 66(16) :2092–2095, 1991.
- [42] N. Grandjouan. The modified equation approach to flux-corrected transport. *Journal of Computational Physics*, 91(2) :424–440, 1990.
- [43] T. Guillot. Interior of giant planets inside and outside the solar system. *Science*, 286 :72, 1999.
- [44] S. D. Hamann and M. Linton. Electrical conductivity of water in shock compression. *Trans. Faraday Soc.*, 62 :2234–2241, 1966.
- [45] S. D. Hamann and M. Linton. Electrical conductivities of aqueous solutions of KCl, KOH and HCl, and the ionization of water at high shock pressures. *Trans. Faraday Soc.*, 65 :2186–2196, 1969.

- [46] A.H. Harvey, J.S. Gallagher, and J.M.H.L. Sengers. Revised formulation for the refractive index of water and steam as a function of wavelength, temperature and density. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 27 (4) :761–774, 1998.
- [47] D. G. Hicks, P. M. Celliers, G. W. Collins, J. H. Eggert, and S. J. Moon. Shock-Induced Transformation of Al_2O_3 and LiF into Semiconducting Liquids. *Physical Review Letters*, 91 :035502–+, July 2003.
- [48] N. C. Holmes, W. J. Nellis, W. B. Graham, and G. E. Walrafen. Spontaneous Raman scattering from shocked water. *Physical Review Letters*, 55 :2433–2436, November 1985.
- [49] W. B. Hubbard, M. Podolak, and D. J. Stevenson. *Neptune and Triton*, chapter The interior of Neptune., pages 109–138. University of Arizona Press, Tucson, 1994.
- [50] W.B. Hubbard. Constraints on the origin and interior structure of the major planets. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A (Mathematical and Physical Sciences)*, 303 :315, 1981.
- [51] W.B. Hubbard. Interiors of the giant planets. *Science*, 214 :145–149, 1981.
- [52] IAPWS. Release on the refractive index of ordinary water substance as a function of wavelength, temperature and pressure. Technical report, International Association for the Properties of Water and Steam, Erlangen, Germany, September 1997.
- [53] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, and M. Nakatsuka. *Physical Review Letters*, 53 :1057, 1984.
- [54] M. Koenig, A. Benuzzi, N. Grandjouan, S. Bouquet, S. Leygnac, C. Michaut, C. Stehlé, J. Chièze, F. Thais, H. Merdji, D. Batani, T. Vinci, and V. Malka. Radiative shock experiments at LULI. In *American Physical Society, 44th Annual Meeting of the Division of Plasma , abstract #KO1.011*, pages 1011–+, November 2002.
- [55] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, N. Grandjouan, V. Malka, S. Bouquet, X. Fleury, B. Marchet, C. Stehle, S. Leygnac, and C. Michaut. Radiative Shock Experiment Using High Power Laser. In *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1367–1370, July 2002.
- [56] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, N. Grandjouan, V. Malka, S. Bouquet, X. Fleury, C. Stehlé, C. Michaut, J. P. Lafon, S. Leygnac, F. Thais, J. Chieze, D. Dimitri, E. Henry, T. Hall, and F. Gex. Radiative shock experiment using high power laser. In *American Physical Society, Shock Compression of Condensed Matter Meeting, June 24-29, 2001 Renaissance Waverly Hotel, Atlanta, Georgia Bulletin of the American Physical Society, Vol. 46, No. 4, abstract #H1.070*, pages H1070+, June 2001.
- [57] M. Koenig, B. Faral, J. M. Boudenne, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J. P. Perrine, M. Temporal, and S. Atzeni. Relative Consistency of Equations of State by Laser Driven Shock Waves. *Physical Review Letters*, 74(12) :2260–2263, March 1995.

- [58] S. B. Kormer. Optical study of the characteristics of shock-compressed condensed dielectrics. *Soviet Physics Uspekhi*, 11(2) :229–254, 1968. *Usp. Fiz. Nauk* **94**, 641–687 (1964).
- [59] H. A. Kramers. *Nature*, 117 :775, 1926.
- [60] R. de L. Kronig. On the theory of the dispersion of x-rays. *J. Opt. Soc. Am.*, 12 :547–557, 1926.
- [61] R. de L. Kronig and H. A. Kramers. La diffusion de la lumière par les atomes. In *Atti Congr. Intern. Fisici*, volume 2, pages 545–557, Como, 1927.
- [62] W. L. Kruer. *The physics of laser plasma interaction*. Addison-Wesley, New York, 1988.
- [63] S. Leygnac, S. Bouquet, C. Stehlé, A. Benuzzi, J.-P. Boireau, J.-P. Chièze, N. Grandjouan, G. Huser, M. Koenig, V. Malka, H. Merdji, C. Michaut, F. Thais, and T. Vinci. New radiative shocks experiment. In *SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pages 499–+, June 2002.
- [64] S. Leygnac, S. Bouquet, C. Stehle, P. Barroso, D. Batani, A. Benuzzi, B. Cathala, J.-P. Chièze, X. Fleury, N. Grandjouan, J. Grenier, T. Hall, E. Henry, M. Koenig, J. P. J. Lafon, V. Malka, B. Marchet, H. Merdji, C. Michaut, L. Poles, and F. Thais. Radiative shocks on large scale lasers. Preliminary results. In *SF2A-2001 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pages 215–+, May 2001.
- [65] H. A. Lorentz. Ueber die beziehung zwischen der fortpflanzungsgeschwindigkeit des lichtes und der körperdichte. *Annalen der Physik und Chemie*, 9 :641–665, 1880.
- [66] L. V. Lorenz. Ueber die refractionsconstante. *Annalen der Physik und Chemie*, 11 :70–103, 1880.
- [67] P. Loubeyre. Measurement of the refractive index of water in dac compression. Communication privée.
- [68] E. A. McLean, S. H. Gold, J. A. Stamper, R. R. Whitlock, S. P. Obenschain, B. H. Ripin, S. E. Bodner, M. J. Herbst, H. R. Griem, and S. J. Gitomer. Preheat studies for foils accelerated by ablation due to laser irradiation. *Physical Review Letters*, 45 :1246–1249, October 1980.
- [69] A. C. Mitchell and W. J. Nellis. Equation of state and electrical conductivity of water and ammonia shocked to the 100 GPa (1 Mbar) pressure range. In B. Vodar and P. Martteau, editors, *High Pressure Science and Technology. Proceedings of the VIIth International AIRAPT Conference II*, pages 6273–6281, Oxford, 1982. European Physical Society, Pergamon.
- [70] A.C. Mitchell and W.J. Nellis. Shock compression of aluminum, copper, and tantalum. *J. Appl. Phys.*, 52(5) :3363–3374, 1981.
- [71] A.C. Mitchell and W.J. Nellis. Equation of state and electrical conductivity of water and ammonia shocked to the 100 gpa (1 mbar) pressure range. *Journal of Chemical Physics*, 76 (12) :6273–6281, 1982.

- [72] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids*, 25(6) :1051, 1982.
- [73] O. F. Mossotti. Recherches theoriques sur l'induction electro-statique, envisagee d'apres les idees de faraday. *Bibl. Univ. Modena*, 6 :193, 1847.
- [74] O. F. Mossotti. Discussione analitica sull'influenza che l'azione di un mezzo dielettrico ha sulla distribuzione dell'elettricità alla superficie di più corpi elettrici disseminati in esso. In *Memorie di matematica e di Fisica della Società Italiana delle Scienze*, number 24 in 2, pages 49–74, Modena, 1850.
- [75] N.F. Ness, M.H. Acuna, K.W. Behannon, L.F. Burlaga, J.E.P. Connerney, R.P. Lepping, and F.M. Neubauer. Magnetic fields at uranus. *Science*, 233 :85, 1986.
- [76] N.F. Ness, M.H. Acuna, L.F. Burlaga, J.E.P. Connerney, R.P. Lepping, and F.M. Neubauer. Magnetic fields at neptune. *Science*, 246 :1473, 1989.
- [77] N.F. Ness, M.H. Acuna, and J.E.P. Connerney. *Neptune and Triton*, chapter Neptune's magnetic field and field geometric properties, page 141. Univ. Arizona Press, Tucson, Arizona, 1993.
- [78] A. Ng, D. Parfeniuk, and L. Dasilva. Hugoniot measurements for laser-generated shock waves in aluminum. *Physical Review Letters*, 54 :2604–2607, June 1985.
- [79] Max Planck. On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der Physik*, 4 :553, 1901.
- [80] R.M. Pope and E.S. Fry. Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. integrating cavity measurements. *Applied Optics*, 36(33) :8710–8723, 1997.
- [81] Charles E. Ragan III. Shock compression measurements at 1 to 7 tpa. *Phys. Rev. A*, 25(6) :3360–3375, 1982.
- [82] Charles E. Ragan III. Shock-wave experiments at threefold compression. *Phys. Rev. A*, 29(3) :1391–1402, 1984.
- [83] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn. Multi : a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49(3) :475–505, 1988.
- [84] D.D. Ryutov, B.A. Remington, H.F. Robey, and R.P. Drake. Magnetohydrodynamic scaling : from astrophysics to the laboratory. *Physics of Plasmas*, 8(5) :1804–1816, 2001.
- [85] D. Saumon, G. Chabrier, and H.M. Van Horn. An equation of state for low mass stars and giant planets. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 99 :713, 1995.
- [86] P. Schiebener, J. Straub, J.M.H. Levelt Sengers, and J.S. Gallagher. Refractive index of water and steam as a function of wavelength, temperature and density. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 19 (3) :677–717, 1990.
- [87] David J. Segelstein. *The complex refractive index of water*. PhD thesis, University of Missouri-Kansas City, 1981.
- [88] H. Shimizu, T. Nabetani, T. Nishiba, and S. Sasaki. High pressure elastic properties of the VI and VII phase of ice in dense H_2O and D_2O . *Physical Review B*, 53(10) :6107–6110, 1996.

- [89] I. P. Shkarofsky, T. W. Johnston, and M. P. Bachynski. *The particle kinetics of plasmas*, chapter 8. Addison-Wesley Pub. Co., Reading, Mass., 1966.
- [90] F. M. Sogandares and E. S. Fry. Absorption spectrum (340–640 nm) of pure water. I. Photothermal measurements. *Appl. Opt.*, 36 :8699–8709, 1997.
- [91] D.J. Stevenson. Models of the Earth’s core. *Science*, 214 :611, 1981.
- [92] SESAME : the LANL equation of state database. Report LA-UR-92-3407. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1992. Copies available from the National Technical Information Service, Springfield, VA 22161.
- [93] R.F. Trunin. Shock compressibility of condensed materials in strong shock waves generated by underground nuclear explosions. *Physics - Uspekhi*, 37(11) :1123–1145, 1994.
- [94] R.F. Trunin, A.B. Medvedev, and A.I. Funtikov. *Sov. Phys. JETP*, 68 :356, 1972.
- [95] A. P. Volkov, N. P. Voloshin, A. S. Vladimirov, V. N. Nogin, and V. A. Simonenko. Shock compressibility of aluminum at a pressure of 10 mbar. *Sov. Phys. JETP Lett.*, 31(11) :588–592, 1980.
- [96] Frederick Wooten. *Optical properties of Solids*. Academic Press, New York and London, 1972.
- [97] S. Woutersen, U. Emmerichs, and H. J. Bakker. Femtosecond mid-IR pump-probe spectroscopy of liquid water : Evidence for a two-component structure. *Science*, 278 :658–660, 1997.
- [98] V. V. Yakushev, V. E. Fortov, N. A. Kovalchuk, V. I. Postnov, and T. I. Yakysheva. Electrical conductivity and electrochemical phenomena in water shocked to the 110 GPa pressure range. In *American Physical Society, Conference on Shock Compression of Condensed Matter June 28-July 2, 1999 Snowbird, Utah, abstract #C2.04*, pages 204–+, June 1999.
- [99] V. V. Yakushev, V. I. Postnov, V. E. Fortov, and T. I. Yakysheva. Electrical Conductivity of Water during Quasi-Isentropic Compression to 130 GPa. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 90 :617–622, April 2000.
- [100] Ya. B. Zel’dovich, S. B. Kormer, M. V. Sinitsyn, and K. B. Yushko. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 138 :1333, 1961. *Sov. Phys.-Dokl.* **6**, 494 (1961).

INDEX

A

absorption collisionnelle 61
 absorption résonnante 61
 acoustique voir ondes acoustiques
 analyse des interférogrammes 110
 angle solide 229
 astrophysique 3

B

bande interdite 14, 185, 191
 barres d'erreur 156
 Bremsstrahlung 61

C

caméra à balayage de fente 130
 canons à gaz 26
 cellules à diamant 24
 champ magnétique 8
 choc voir ondes de choc
 cible
 angle 84
 focalisation 85
 marche 56
 précomprimée 86
 Clausius-Mossotti 183
 coefficient adiabatique 41
 coefficient d'absorption 185
 cohérence thermodynamique 18
 collision 204
 compressibilité
 limite 46
 compressibilité limite 41
 compression
 dynamique 2, 25
 isentropique 41
 méthodes expérimentales .. 24, 28
 statique 2, 24
 conductivité 202

conductivité électrique ... 11, 110, 199
 conductivité complexe 175
 conductivité critique 174
 conservation .. voir Hugoniot-Rankine
 énergie 40
 impulsion 39
 masse 39
 constante diélectrique relative 173
 corps noir 136
 couplage ionique 20
 courbes caractéristiques 35
 couronne 60

D

déclenche 79
 désadaptation d'impédance 56
 Debye
 longueur 20
 théorie de Debye-Hückel 20
 degré d'ionisation moyen 19
 degré de dissociation 207
 densité électronique 204
 densité critique 60
 diagnostics
 interférométrie voir VISAR
 diagramme de phase 15, 30
 discontinuité 36
 Doppler 94, 107
 Drude 204
 indice optique 184
 dynamo 11

E

eau 8
 écoulement
 supersonique 44
 émissivité 138
 enclume à diamant 86

- énergie interne 18
énergie libre 18
entropie 18, 44
 gaz parfait 42
équation d'état 18
 mesures 56
 absolues 56
 relatives 56
étalon voir VISAR
explosion nucléaire 17
explosions chimiques 25
explosions nucléaires 26
- F**
facteur de couplage 20
faisceau sonde 75
Fermi
 Fermi-Dirac 22
 température **22**
fiduciaire 79
fréquence plasma 60
franges voir VISAR
fusion 2
- G**
gap 14
glaces chaudes 8
Gladstone-Dale 184
GPa 39
Grüneisen 12
- H**
Hugoniot
 courbe 15
 courbes 40
 forme analytique 46
 gaz parfait 40
 Hugoniot-Rankine, lois de 37
 principale 40
Hugoniot-Rankine 56
hydrogène 8, 56
- I**
impédance de choc 39
indice optique 180
 complexe 174
 partie imaginaire 174
 partie réelle 174
interfrange voir VISAR
invariants de Riemann 36
isentrope
 planétaire 8, 13
- J**
jitter 79
- K**
Kirchoff 138
Kramers-Kronig 181
- L**
laser sonde 95, 107
lasers de puissance 27
lissage optique 64
Livermore 83
 cibles 86
Lorentz-Lorenz 183
LULI 76
 résultats 146
- M**
méthane 8
Mach-Zehnder voir VISAR
Maxwell 172, 173
Mbar 39
Michelson voir interféromètre
MULTI 70
- N**
Neptune 2, 8
nucléosynthèse 2
- O**
onde de choc 25
ondes
 acoustiques 33
 de choc **33**
 de raréfaction 52
 de relaxation 52
 simples 36
- P**

Phébus 75, 83
 résultats 142
 phase voir VISAR
 superionique 14
 phase zone plates 65
 phases solides 15
 photomultiplicateur 125
 Planck 136
 plasma 19, 22, 27
 classique 20
 fortement couplé 21
 polaire de choc 40
 polarisabilité 182
 préchauffage 67
 pression 18
 pyrométrie 120

R

réflectivité 110, 176
 eau comprimée 167
 mesure 167
 modèle 172
 réflexions parasites 85
 radiographie transverse 56
 Rankine voir Hugoniot-Rankine
 raréfaction .. voir ondes de raréfaction
 relais d'image 122
 relation de dispersion 173
 relation empirique 46
 relaxation .. voir ondes de relaxations
 Riemann voir invariants

S

sensibilité voir VISAR
 SESAME 12
 simulations ab initio 12, 13
 simulations numériques 70
 sphère ionique 19
 stationnarité 66
 Stefan-Boltzman 117
 striction-Z 26
 supernova 2
 susceptibilité 182
 susceptibilité électrique 173
 système optique 122

T

T.I.C.E. 26
 température
 corps gris 139
 corps noir 136
 de Bose 21
 de brillance 117
 de choc 42
 de couleur 117
 de radiation 117
 mesure 161
 mesure expérimentale 117
 spectrale 117
 temps de collision 205
 Thomas-Fermi-Dirac 12
 transmission
 spectre 123
 système optique 129

U

Uranus 2, 8

V

vignettage 130
 VISAR 56, 94
 étalon 95
 coefficients de réflexion 104
 déplacement des franges 103
 facteur correctif 98
 interfrange 95
 Mach-Zehnder 94
 Michelson 94
 phase 103
 retard 98
 sensibilité 103
 vitesse
 de choc 43
 fluide 43
 Voyager2 8
 Vulcan 79
 pyrométrie 120
 résultats 152

W

Wigner-Weitz 19

Z

Z^*	19
Z-pinch	26
zone d'interaction	60